



Bases métrologiques et modèles pour la simulation du comportement hygrothermique des composants et ouvrages du bâtiment

Thierry Duforestel

► To cite this version:

Thierry Duforestel. Bases métrologiques et modèles pour la simulation du comportement hygrothermique des composants et ouvrages du bâtiment. Thermique [physics.class-ph]. Ecole nationale des ponts et chaussées - ENPC PARIS / MARNE LA VALLEE, 1992. Français. NNT : 1992ENPC9203 . tel-01382978

HAL Id: tel-01382978

<https://hal-enpc.archives-ouvertes.fr/tel-01382978>

Submitted on 17 Oct 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée par

Thierry DUFORESTEL

Pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES

Spécialité : Sciences et Techniques du Bâtiment

Bases métrologiques et modèles pour la simulation du comportement hygrothermique des composants et ouvrages du bâtiment

Date de soutenance : 28 Janvier 1992

Composition du jury

M. H.	HENS	Président
M. P.	CRAUSSE	Rapporteur
M. J.F.	DAIAN	Rapporteur
M. J.	ROLLING	
M R.	FAUCONNIER	

ERRATUM

Page	Ligne	Existant	Remplacé par
25	§ 2.1.2.1 Ligne 5	(fig)	(fig 13)
29	Eq. (II.9)	$q_\alpha = (4/3) \sqrt{2\pi/r_\alpha T} r^3 \nabla p_\alpha$	$q_\alpha = (4/3) \sqrt{2\pi/r_\alpha T} r^3 \nabla p_\alpha$
	Eq. (II.10)	$q_T = q_\alpha + q_v = 4/3 \sqrt{[2\pi/T]} r^3 [(\nabla p_v / \sqrt{r_v}) + (\nabla p_\alpha / \sqrt{r_\alpha})]$	$q_T = q_\alpha + q_v = 4/3 \sqrt{[2\pi/T]} r^3 [(\nabla p_v / \sqrt{r_v}) + (\nabla p_\alpha / \sqrt{r_\alpha})]$
54	après Eq. (IV.11)	par la fig. 16	par la fig. 17
59	Eq. (IV.26)	$d\rho_v = 1/r_v T dp_v - p_v/(r_v T^2) dT$	$d\rho_v = 1/(r_v T) dp_v - p_v/(r_v T^2) dT$
60	après Eq. (IV.32)	(de l'ordre de $10^{-2} \text{ kg/m}^3 \text{ Pa}$),	(de l'ordre de $10^{-2} \text{ kg/m}^3 \text{ Pa}$), $\alpha_T \gg \frac{\varepsilon}{r_v T}$
92	§ 5.4.1. ligne 12 ligne 19	fait l'objet de la norme ISO. $\pi = \pi_v^*/p_T + k_n + [\rho_l r_v T/p_v] K_l$	fait l'objet de la norme ISO 1663. $\pi = \pi_v^*/p_T + k_n + [\rho_l r_v T/p_v] K_l$

79538

NS 16263

(3)

THESE

présentée par

Thierry DUFORESTEL

Pour obtenir le titre de DOCTEUR de

l'ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES

Spécialité : Sciences et Techniques du Bâtiment



Bases métrologiques et modèles pour la simulation du comportement hygrothermique des composants et ouvrages du bâtiment

Date de soutenance : 28 Janvier 1992

Composition du jury

M. H.	HENS	Président
M. P.	CRAUSSE	Rapporteur
M. J.F.	DAIAN	Rapporteur
M. J.	RILLING	
M R.	FAUCONNIER	



7

32

AVANT PROPOS

La notoriété du Professeur Hugo HENS ne doit rien à l'honneur qu'il me fait en présidant ce jury. Je l'en remercie vivement et espère qu'il trouvera dans ce travail un peu de la rigueur et de l'imagination dont il fait preuve lorsqu'il dirige les nombreuses activités dont il a la charge.

Je dois à Jacques RILLING d'avoir pu faire de la recherche. Ces dernières années, il m'a consacré un temps que chacun lui sait précieux pour diriger ma thèse et me prodiguer ses conseils toujours judicieux. Je lui exprime ma profonde gratitude en souhaitant lui avoir offert quelque justification de l'aide et de la confiance qu'il m'a toujours accordées.

J'exprime toute ma reconnaissance à Pierre CRAUSSE qui a initié en France les travaux de modélisation des transferts de chaleur et d'humidité et qui me fait aujourd'hui l'honneur et l'amitié d'examiner ce travail.

Jean-François DAIAN sait combien mes travaux doivent aux siens. Son intérêt à leur sujet ne s'est jamais démenti. Sa modestie dût-elle en souffrir, je tiens à l'assurer de ma profonde admiration.

Soutien fidèle et éclairé, Roland FAUCONNIER a suivi dès l'origine, et en dehors de tout cadre officiel, le développement de mes travaux. Son aide et son enthousiasme m'ont été précieux. Je l'en remercie très sincèrement.

La dactylographie de cet ouvrage est l'oeuvre de Corinne RASSON. Elle s'est acquittée de sa rude tâche avec courage, persévérance et toujours bonne humeur. Je l'en remercie ainsi que Jean BOUTELET qui a gentiment accepté de prendre en charge tous les problèmes relatifs à l'insertion des figures dans ce document.

Il m'est impossible de citer ici tous mes collègues et amis du CSTB qui, de près ou de loin, ont tout mis en oeuvre pour que ma thèse voit le jour. J'aimerais cependant remercier nommément Catherine MARREC et François-Olivier MORDOHAY qui, en me harcelant au sujet de l'avancement de mes travaux de rédaction, m'ont insufflé l'énergie nécessaire pour qu'enfin je les achève.

Je pense enfin à tous les membres de ma famille qui trouveront dans ce document le produit des efforts qu'en tous temps ils m'ont aidé à accomplir.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
SITUATION DU TRAVAIL PRESENTE	2
L'EAU ET LES ENVELOPPES DU BATIMENT	4
ETATS ET POTENTIELS THERMODYNAMIQUES	6
INTRODUCTION	
1.1. ADSORPTION DE SURFACE	9
1.2. LA CONDENSATION CAPILLAIRE	10
1.3. MODELISATION DES ISOTHERMES DE SORPTIONS	14
1.4. L'INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA CONDENSATION CAPILLAIRE	17
1.5. L'HYSTERESIS	19
1.6. LES ISOTHERMES DE SUCCION, UNE AUTRE VISION DE L'EQUILIBRE HYGROSCOPIQUE	21
ETUDE PHENOMENOLOGIQUE DES MODES DE TRANSFERT D'HUMIDITE	22
INTRODUCTION	
2.1. LES TRANSFERTS DE VAPEUR D'EAU	24
2.1.1. L'ECOULEMENT D'ENSEMBLE DE LA PHASE GAZEUSE	24
2.1.2. LA DIFFUSION	25
2.1.3. REMARQUES	32
2.2. LES MOUVEMENTS LIQUIDES	33
2.3. INTEGRATION DES EQUATIONS DE TRANSFERT A L'ECHELLE MACROSCOPIQUE	35
FORME GENERALE DES EQUATIONS DE TRANSFERT	36
INTRODUCTION	
3.1. FLUX ET FORCES	38
3.2. CONTRAINTES LIEES A L'EQUILIBRE LOCAL	41
3.3. EQUATIONS DE CONSERVATION	41
3.4. CHANGEMENT DE VARIABLES INDEPENDANTES	43
SYNTHESE DU MODELE GLOBAL	45
INTRODUCTION	
4.1. L'EQUATION DE CONSERVATION DE LA MASSE	47
4.1.1. ECRITURE DE LA DENSITE DE FLUX DE VAPEUR D'EAU	47
4.1.2. ECRITURE DE LA DENSITE DE FLUX DE LIQUIDE	48
4.1.3. FLUX TOTAL D'HUMIDITE	48
4.1.4. LES DIFFERENTES PERMEABILITES	50

4.2. L'EQUATION DE CONSERVATION DE L'ENERGIE	51
4.2.1. LES COMPOSANTES DU FLUX D'ENERGIE	51
4.2.2. L'ENERGIE INTERNE VOLUMIQUE	51
4.2.3. LA VARIATION DE L'ENERGIE INTERNE VOLUMIQUE	55
4.2.4. L'EQUATION DE CONSERVATION DE L'ENERGIE	57
4.3. LE SYSTEME D'EQUATIONS RESULTANT	59
4.4. APPLICATION DU PRINCIPE DE CHANGEMENT DE VARIABLES	63
4.4.1. DETERMINATION DES COEFFICIENTS DE DE VRIES	63
DETERMINATION DES COEFFICIENTS DU MODELE POSSIBILITES EXPERIMENTALES	69
INTRODUCTION	
5.1. MESURE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DES MATERIAUX HUMIDES	71
5.1.1. LE COEFFICIENT λ^* DU MODELE	71
5.2. DETERMINATION DE LA PENTE DES COURBES D'EQUILIBRE ISOTHERME	76
5.2.1. DETERMINATION DES COURBES D'EQUILIBRE ISOTHERME	76
5.2.2. DETERMINATION DE LA PENTE DES ISOTHERMES	80
5.3. DETERMINATION DE LA CHALEUR DE SORPTION	84
5.3.1. LA MESURE DIRECTE PAR MICRO-CALORIMETRIE	84
5.3.2. LA MESURE INDIRECTE PAR LES ISOTHERES DE SORPTION	84
5.3.3. LA VARIATION DES ISOTHERMES DE SUCCION ET DE SORPTION AVEC LA TEMPERATURE	88
5.4. MESURE DES PERMEABILITES	92
5.4.1. LA MESURE DE LA PERMEABILITE A LA VAPEUR	92
5.4.2. DETERMINATION DE LA PERMEABILITE LIQUIDE	97
5.5. METHODE POUR DETERMINER LES COMPOSANTES LIQUIDE ET VAPEUR DU TRANSFERT D'HUMIDITE	102
INTRODUCTION	
5.5.1. LES HYPOTHESES ADMISES POUR L'ANALYSE	102
5.5.2. INTEGRATION DE L'EXPRESSION DE LA DENSITE DE FLUX	107
5.5.3. DEFINITION D'UN PLAN EXPERIMENTAL	115
EXEMPLES D'APPLICATIONS DU MODELE	118
INTRODUCTION	
6.1. SECHAGE DU BETON CELLULAIRE	120
6.2. CONDENSATION FORCEE DANS UN PANNEAU D'ANAS DE LIN	122
6.2.1. LE MATERIAU ETUDIE	122
6.2.2. LES CONDITIONS EXPERIMENTALES	124
6.2.3. COMPARAISONS MESURES (*), CALCUL (-)	125

6.2.4. INFLUENCE DE LA VARIATION DE TROIS DES PARAMETRES DU TRANSFERT	128
6.3 TRANSFERT SOUS GRADIENT THERMIQUE	132
6.3.1. PRESENTATION DU CALCUL	132
6.3.2. PRESENTATION DES RESULTATS	133
6.3.3. UN CALCUL TRES SENSIBLE A LA VALEUR DE LA CHALEUR DE CHANGEMENT D'ETAT	138
6.4. CALCULS BIDIMENSIONNELS	139
6.4.1. BUT DES CALCULS PRESENTES	139
6.4.2. CONFIGURATIONS TECHNIQUES ETUDIEES	140
6.4.3. PRESENTATION DES RESULTATS DE CALCUL	143
CONCLUSION	152
ANNEXES	156
ANNEXE 1	157
A.1.1. PARAMETRE DETERMINE PAR LA METHODE DE LA COUPELLE	157
A.1.2. DETERMINATION DE LA VARIATION DE LA PERMEABILITE AVEC L'HUMIDITE RELATIVE	160
ANNEXE 2	161
DETERMINATION DE LA DIFFUSIVITE HYDRIQUE	
A.2.1. TRANSFORMATION DE L'EQUATION DE CONSERVATION	161
A.2.2. EXPRESSION DE LA DENSITE DE FLUX DANS LA CONFIGURATION EXPERIMENTALE DECRIE CI-DESSUS	162
A.2.3. CALCUL DE D_g	163
A.2.4. RESULTATS EXPERIMENTAUX	164
ANNEXE 3	170
LES DONNEES UTILISEES POUR LES SIMULATIONS PRESENTEES	
ANNEXE 4	174
QUELQUES RELATIONS THERMODYNAMIQUES RELATIVES A L'EAU	

NOMENCLATURE DES SYMBOLES UTILISES

SYMBOLES	DEFINITIONS	UNITES
C'	Chaleur volumique du matériau humide	$J/m^3 K$
C_l	Chaleur massique de l'eau liquide	$J/kg K$
C_p	Chaleur massique à pression constante d'un gaz	$J/kg K$
D_T^*	Perméabilité à la phase gazeuse définie par : $g_T = D_T^* \cdot \nabla p_T$	s
D_x^*	Coefficient de diffusion du composant x	$kg/m s$
D_T, D_{TV} D_{TL}	Coefficients de thermodiffusion total, vapeur liquide	$m^2/s K$
$D_\theta, D_{\theta v}$ $D_{\theta l}$	Diffusivités hydriques totale, vapeur et liquide	m^2/s
e	Energie interne volumique	J/m^3
g_c	Densité de flux de chaleur	$J/m^2 s$
g_x	Densité de flux massique du composant x	$kg/m^2 s$
h	Chaleur de sorption totale ($h = h^m + L(T)$)	J/kg
h^m	Chaleur supplémentaire de sorption	J/kg
HR	Humidité Relative $HR = p_v/p_s$	-
h_v, h_l, h_a	Enthalpies massiques du composant x	J/kg
K_l	Perméabilité liquide	s
k_n	Coefficient de transfert de KNÜDSEN	s
L	Chaleur latente d'évaporation	J/kg
M_x	Masse molaire du gaz x	$kg/mole$
p_x	Pression partielle du gaz x	Pa
p_c	Pression capillaire	Pa
p_l	Pression du liquide	Pa

SYMBOLES	DEFINITIONS	UNITES
p_s	Pression de vapeur saturante de l'eau	Pa
p_T	Pression totale de la phase gazeuse	Pa
q_x	débit massique de x	kg/s
R	Constante des gaz parfaits $R=8.314$ J/mole K	J/mole K
r	Rayon du plus gros pore saturé (Loi de LAPLACE)	m
r_a, r_v	Constante des gaz parfaits de l'air et de la vapeur d'eau $r_x=R/M_x$	J/kg K
T	Température	K
T_0	Température de référence	K
t	Temps	s
u	Variable de BOLTZMANN $u=x/\sqrt{t}$	$m.s^{-1/2}$

SYMBOLES	DEFINITIONS	UNITES
α_T	Pente de l'isotherme de sorption	Kg/m ³ Pa
ϵ	Porosité du matériau humide	-
ϵ_0	Porosité du matériau sec	-
λ^*	Conductivité thermique du matériau humide	W/m K
μ_l, μ_v	Potentiel chimique de l'eau vapeur	J/kg
μ	Viscosité dynamique	N s/m ²
π	Perméabilité à la vapeur définie par : $\pi = \pi_v^* / (p_T + k n + \rho_l r v T / p_v K_1)$	s
π_v^*	Perméabilité à la vapeur "vraie" définie par : $g_{vdiff} = \pi_v^* \nabla (p_v / p_T)$	s.Pa
ρ	Masse volumique	kg/m ³

SYMBOLES	DEFINITIONS	UNITES
σ	Tension superficielle de l'eau pure	J/m ²
θ	Taux d'humidité volumique adimensionnel	m ³ /m ³
τ_c	Taux d'humidité volumique capillaire	kg/m ³
τ_v	Taux d'humidité volumique	kg/m ³
$\omega_a \omega_v$	Titre molaire d'air et de vapeur d'eau dans la phase gazeuse	-
ω_{mv}	Titre massique de vapeur d'eau dans la phase gazeuse	-

INTRODUCTION

SITUATION DU TRAVAIL PRESENTE

Un bâtiment peut être considéré comme un lieu dans lequel on s'isole de l'extérieur pour y trouver de meilleures conditions de confort ou de production.

Son enveloppe est en permanence sollicitée par des conditions intérieures et extérieures différentes et variables dans le temps. De ce fait, la conception acoustique, thermique, mécanique ou hygro-thermique des enveloppes revêt une grande complexité.

Il s'agit bien souvent de trouver un bon compromis entre toutes les exigences, parfois contradictoires, à respecter.

Face à cette complexité, le concepteur dispose de quatre outils essentiels grâce auxquels il pourra se forger une conviction du bon comportement de l'ouvrage étudié. [6]

- 1 - L'expérience qui prouve a posteriori le bon fonctionnement de l'ouvrage
- 2 - L'analogie entre les composants d'ouvrages similaires ou les sollicitations qu'ils subissent,
- 3 - La modélisation lorsque des données fiables existent.
- 4 - L'expérimentation dans des conditions de fonctionnement ou pour fournir les données nécessaires au calcul. (Design by testing)

Les deux premières approches, qui sont à la base de bon nombre des connaissances techniques actuelles, ne permettent pas une analyse fine du comportement.

Leur caractère empirique implique un appui sur des bases techniques anciennes, ce qui peut limiter l'innovation. C'est pourquoi, l'on développe dans le secteur du bâtiment des recherches plus théoriques, débouchant sur des modèles qui permettent d'apprécier le fonctionnement des ouvrages dès leur conception en s'appuyant sur des références techniques limitées. L'étude des transferts d'humidité est un champ d'application privilégié de cette démarche. [118, 119]

- . C'est un phénomène inéluctable qui conditionne largement le comportement des éléments de construction en oeuvre.
- . Les paramètres hygrométriques dépendent très fortement de la structure fine des matériaux qui varie notablement d'un matériau à l'autre, ce qui rend l'approche analogique délicate.
- . Les temps caractéristiques sont extrêmement longs. Une expérience probante réclame donc un recul très important.

Les techniques modernes de construction rassemblent dans des configurations géométriques complexes de nombreux matériaux de caractéristiques différentes.

De nombreuses fonctions des enveloppes de bâtiment sont modifiées voire altérées par la présence d'humidité. C'est évident pour l'isolation thermique. Mais c'est aussi le cas pour le comportement mécanique des éléments de structure qui se déforment sous l'effet des gradients de taux d'humidité.

Ces déplacements spontanés qui ne sont que très rarement pris en compte lors de la conception, provoquent des contraintes qui sont à l'origine de nombreux désordres.

Le sujet que nous développons dans cette thèse doit permettre aux concepteurs de mieux définir les sollicitations auxquelles sont soumis les éléments qu'ils dimensionnent.

Sur la base de ces constatations nous avons conduit les travaux exposés dans cette thèse. Il ne s'agit pas tant de développer un nouveau modèle, mais plutôt de s'assurer, par une certaine facilité de mise en oeuvre, par une stricte correspondance entre coefficients et moyens de mesure, par une bonne spécification du domaine d'analyse, de la possibilité d'utilisation courante de modèles de transferts de chaleur et d'humidité pour la conception des parois du bâtiment.

Notre travail ne peut pas être considéré comme le traitement définitif de ce problème, mais l'ensemble présenté nous semble être suffisamment étayé, pour que cet objectif paraisse raisonnablement atteint ; nous verrons que quelques lacunes météorologiques demandent cependant des recherches complémentaires.

L'EAU ET LES ENVELOPPES DU BATIMENT

De grandes quantités d'eau circulent dans l'environnement direct des enveloppes du bâtiment.

- . L'eau en phase liquide amenée par la pluie à l'extérieur, et par l'eau courante à l'intérieur, n'engendre pas, pour la technologie du bâtiment, de sujet d'étude particulier du point de vue des transferts hygrothermiques. Les règles de conception et de mise en oeuvre applicables à l'enveloppe du bâtiment se sont attaché à éviter toute pénétration d'eau liquide extérieure dans les parois. Ainsi, cette occurrence ne peut être qu'accidentelle, résultant d'un défaut de conception ou de réalisation qui doit être réparé. On peut par contre noter l'importance de la prise en compte dans la conception des parois, de l'eau liquide nécessaire à la mise en oeuvre des matériaux hydrauliques (Plâtre, Ciment). Il faudra notamment s'assurer que les dispositions constructives permettent leur séchage sans dommage.
- . La sollicitation par la vapeur d'eau est inéluctable. Dans l'atmosphère extérieure, on constate que l'humidité relative reste quasiment constante tout au long de l'année. Les matériaux présents à la surface de la terre, jouent un rôle de tampon hygroscopique. A l'intérieur des locaux, les variations sont souvent plus prononcées et se produisent à des fréquences plus élevées. Elles résultent pour l'essentiel de l'activité de l'homme. La respiration, la cuisine, le puisage d'eau courante génèrent de la vapeur d'eau qui ne peut s'évacuer que par le renouvellement d'air ou le transfert à travers les parois.

Qu'il s'agisse du séchage des matériaux hydrauliques ou du comportement en oeuvre d'un mur sollicité par l'air humide environnant, l'essentiel des transferts hydriques qui concernent la technologie du bâtiment a lieu en phase vapeur dans des matériaux très secs, situation très différente des sols qui, pendant longtemps, ont été les seuls milieux concernés par les études hygrothermiques. Le modèle que nous présentons fait apparaître une représentation cohérente sur l'ensemble du domaine par des potentiels de transferts adéquats. Tous les paramètres à déterminer ont été examinés et nous avons indiqué pour chacun d'entre eux des méthodes de détermination que nous n'avons pas toujours pu mettre en oeuvre. Il s'agit pour nous d'indiquer des pistes nouvelles ou d'estimer les méthodes existantes.

Nous espérons avoir réalisé ainsi un travail d'application utile à la technologie du bâtiment en contribuant à une approche scientifiquement rigoureuse de l'une de ses difficultés majeures.

I

DESCRIPTION DES PHENOMENES : ETATS ET POTENTIELS THERMODYNAMIQUES

INTRODUCTION :

On désigne par hygroscopicité d'un matériau son aptitude à fixer l'humidité de l'air qui l'environne. Ce phénomène d'adsorption physique de la vapeur d'eau est quantifié pour chaque matériau par des isothermes de sorption qui montrent l'évolution du taux d'humidité du solide en équilibre thermodynamique avec de l'air humide d'humidité relative donnée. Le taux d'humidité est une fonction croissante de l'humidité relative.

Le système thermodynamique considéré ici est dès lors décrit par :

- la température supposée uniforme,
- une masse déterminée de solide sec, poreux, indéformable, non soluble dans l'eau qui adsorbe de l'eau en équilibre avec une atmosphère d'air humide décrite par :
 - sa pression totale.
 - son humidité relative.

La classification de BRUNAUER, DEMING, DEMING et TELLER [16] fait apparaître cinq types d'isothermes (Fig 1) qui correspondent à différentes structures porométriques et à différents modes de liaison eau - matériau. La plupart des matériaux utilisés en bâtiment sont du type II caractérisé par la forme dite "sigmoïde" de l'isotherme.

Notons que les courbes présentent un hystérésis souvent important, indiquant que la désorption (liée à une diminution de l'humidité relative) est moins importante que l'absorption (consécutive à une augmentation de l'humidité de l'air). Nous reviendrons sur ce point.

Enfin, la sorption ayant, tout comme la condensation, un caractère exothermique, le principe de BRAUN-LE-CHATELIER indique que les quantités d'eau fixées décroissent avec la température pour une même humidité relative.

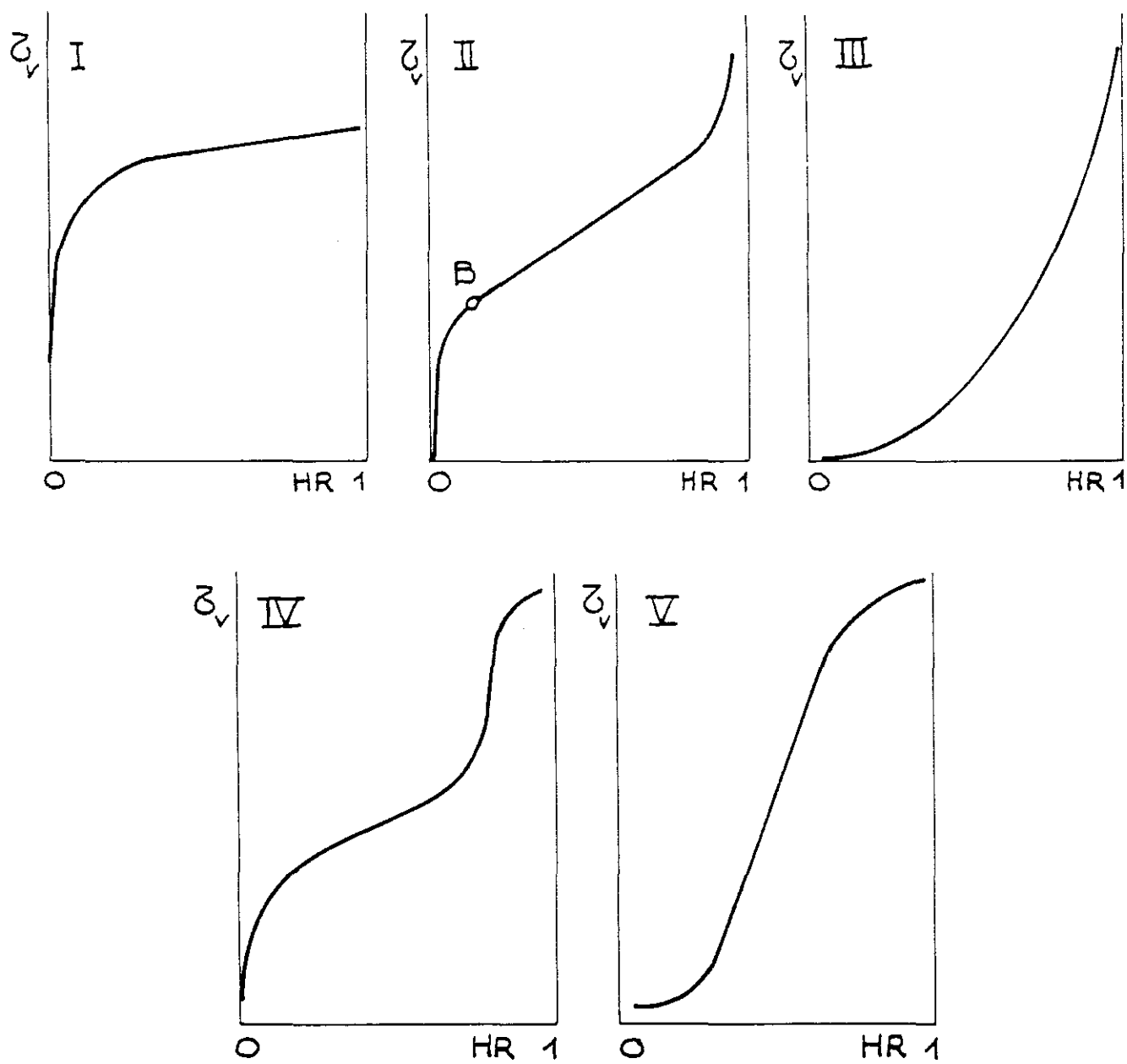


Fig. 1

1.1. ADSORPTION DE SURFACE

Pour les faibles humidités relatives, la fixation de l'eau sur le squelette solide apparaît essentiellement sous forme d'adsorption de surface.

Fondés sur la théorie cinétique des gaz parfaits, les modèles d'adsorption de LANGMUIR [17] puis de BRUNAUER-EMMETT et TELLER (BET) [22] tentent de prévoir les quantités d'eau adsorbées en fonction de l'humidité relative, sans préciser la nature de la liaison eau-matériau.

La théorie de LANGMUIR suppose un tapissage de la surface interne du matériau (ensemble des surfaces limitant les pores), par une couche monomoléculaire dont l'extension croît avec l'humidité relative. L'écriture de l'équilibre entre la phase adsorbée et la vapeur conduit à l'équation d'isotherme suivante :

$$HR = C e^{- (E_1/RT)} \frac{\tau_v}{\tau_v - \tau_m} \quad (1.1)$$

Avec $- (E_1 - M_v L(T))$ énergie molaire de liaison de la couche absorbée

τ_m taux d'humidité du matériau lorsque la surface spécifique du matériau est entièrement recouverte par une couche monomoléculaire d'eau.

On estime que la validité de cette formulation est limitée au domaine des humidités relatives inférieures à 10 %.

BRUNAUER EMMETT et TELLER proposent une extension de la théorie de LANGMUIR intégrant la notion d'adsorption multicouche. Ils supposent qu'au delà de la première couche adsorbée, toutes les molécules fixées ont les caractéristiques énergétiques des molécules d'eau liquide. L'écriture de l'équation d'équilibre pour l'ensemble de ces couches donne alors l'équation d'isotherme :

$$\frac{\tau_v}{\tau_m} = \frac{C.HR}{(1-HR)(1-HR + C.HR)} \quad (1.2)$$

D'un autre côté ZWICKER et DE BOER [18] explicitent la nature de la liaison eau-matériau.

Chaque molécule est considérée comme un dipôle ; les couches moléculaires créent alors un champs électrique qui s'ajoute au champs créé par le solide. Dès lors, l'énergie de sorption est assimilée à l'énergie nécessaire pour rompre la liaison entre couches et disperser les molécules d'eau à l'état vapeur.

1.2. LA CONDENSATION CAPILLAIRE

Le phénomène d'adsorption surfacique permet d'interpréter la partie des isothermes de sorption en deça de 40 % d'humidité relative pour la plupart des matériaux du bâtiment. Au delà de cette valeur apparaît le phénomène de condensation capillaire qui devient prépondérant et les modèles de l'adsorption deviennent inapplicables.

KELVIN a proposé une théorie décrivant la continuité thermodynamique des phénomènes en reliant l'humidité relative à un potentiel matriciel de l'humidité.

On peut démontrer la loi de KELVIN à partir des principes de la thermodynamique sans faire d'hypothèse préalable sur la nature de l'eau en masse, pourvu que l'évolution soit isotherme et que le gaz (ici la vapeur d'eau) soit considéré parfait en décrivant l'égalité des potentiels des phases liquide et vapeur.

$$\phi_1 = \rho_1 r_v T \ln HR \quad (I.3)$$

$$\text{Avec } \phi_1 = \rho_1 (\mu_1 - \mu_1^0(T))$$

expression dans laquelle, μ_1 est le potentiel chimique de l'eau en masse et $\mu_1^0(T)$, le potentiel chimique de référence de l'eau à la température T.

Pour assurer la continuité de représentation thermodynamique de l'eau fixée dans tout le domaine de composition, il est pratique de se référer au potentiel chimique de l'eau liquide pour exprimer le potentiel de l'eau.

La relation générale $d\mu = -sdT + vdp$ reliant la variation du potentiel à celle des paramètres thermodynamiques s'intègre ici selon :

$$\mu_1 = \mu_1^0(T) + (1/\rho_1)(P_1 - P_0) \quad (I.4)$$

Avec P_1 : pression dans le liquide

P_0 : pression de référence, en l'occurrence c'est la pression de la phase gazeuse lors de l'équilibre entre l'eau liquide libre et pure et sa vapeur saturante soit, la pression atmosphérique.

Dans ce même système de référence le potentiel de l'eau vapeur (gaz parfait) s'écrit $\mu_v = \mu_1^0 + r_v T \ln HR$.

$$\text{Dès lors} \quad P_1 - P_0 = \rho_1 r_v T \ln HR \quad (I.5)$$

Cette forme particulière de la loi de KELVIN montre que l'eau en masse en équilibre avec une vapeur non saturée est à une pression inférieure à la pression atmosphérique et même pour les valeurs de HR, inférieures à

$\exp(P_0/\rho_1 r_v T)$ à une pression négative.

On peut se représenter ce phénomène dans le cas d'un modèle simple d'un pore unique cylindrique dans lesquels l'eau liquide est en équilibre avec de l'air humide de pression P_0 et d'humidité relative HR.

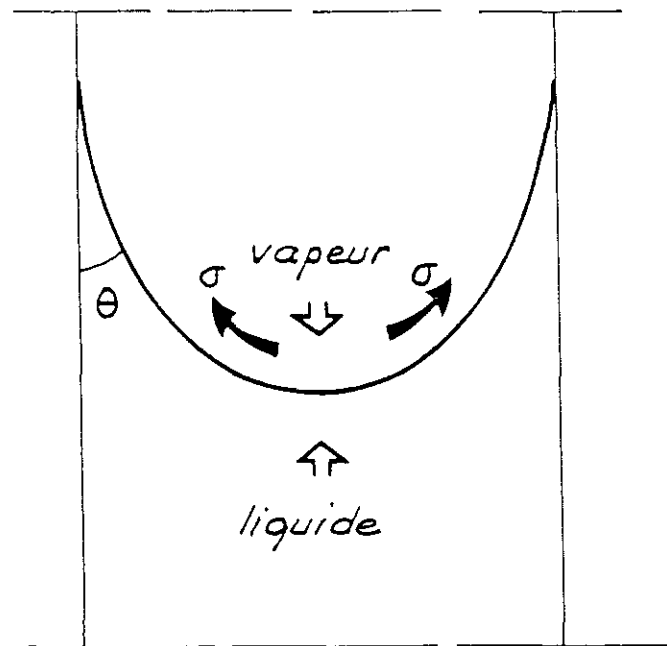


Fig. 2

Du fait de la mouillabilité de l'eau, la surface libre de l'eau se déforme pour former un menisque.

Les forces de tension superficielle qui se développent à l'interface liquide-gaz ont de ce fait une résultante non nulle suivant l'axe du pore qui ajoutée à la résultante des forces de pression liquide équilibre l'effort de pression de la phase gazeuse. La loi de LAPLACE traduit cet équilibre.

$$P_1 - P_0 = - 2\sigma \cos \theta / r \quad (1.6)$$

Avec σ : tension superficielle du liquide

θ : angle de mouillage

r : rayon de courbure moyen du ménisque.

Si l'on suppose le liquide (l'eau) parfaitement mouillant (donc $\theta = 0$) et si l'on admet que le ménisque a une forme sphérique de rayon r :

$$P_1 - P_0 = - 2\sigma / r \quad (1.7)$$

En assimilant les pores d'un matériau à des cylindres, le rayon de courbure du ménisque (sphérique dans ce cas) correspond au rayon du pore. On peut ainsi relier le rayon du plus gros pore condensé à l'humidité relative de l'air par la loi de KELVIN.

$$\rho_l r_v T \ln HR = - 2\sigma/r \quad (I.8)$$

Pour une humidité relative donnée, tous les pores dont le rayon est inférieur à $-\frac{2\sigma}{r_v T \ln HR}$ sont saturés par de l'eau capillaire.

La tension superficielle de l'eau pure n'est fonction que de la température. Ainsi, pour une température donnée, on peut déterminer le domaine de la condensation capillaire limité par la courbe HR fonction du rayon des pores saturés.

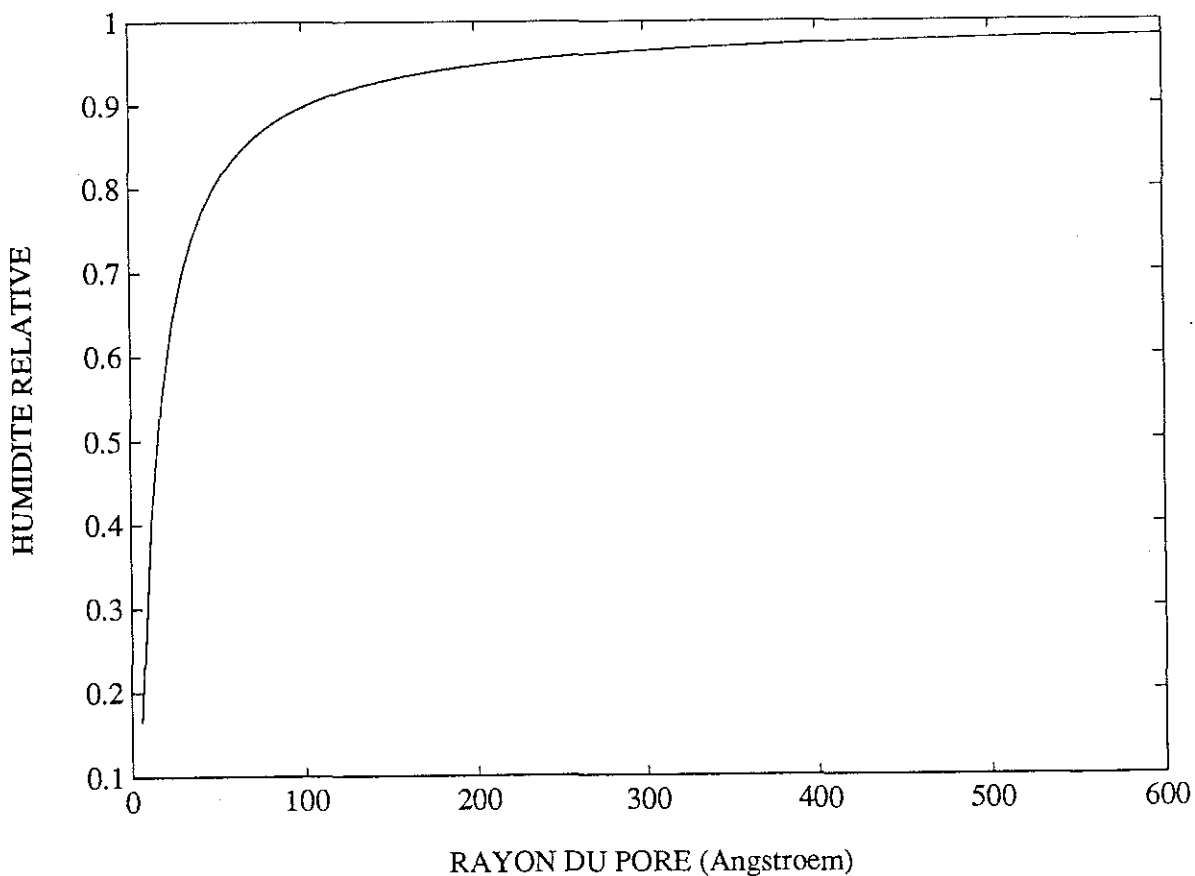


Fig. 3

1.3. MODELISATION DES ISOTHERMES DE SORPTION :

Dans les matériaux micro-poreux, les deux phénomènes présentés précédemment apparaissent simultanément.

L'adsorption surfacique tapisse la surface des pores les plus gros alors que les plus petits sont saturés par condensation capillaire.

Suivant les besoins, on peut utiliser deux types de modèles tenant compte de la combinaison des deux phénomènes.

L'étude fine d'un matériau est possible par l'application d'une méthode du type BJH qui procède en deux étapes. Tout d'abord on calcule par un modèle d'adsorption de surface (type BET) l'épaisseur de la couche adsorbée, puis on détermine le rayon modifié des pores, égal au rayon initial diminué de l'épaisseur adsorbée. Cette dimension permettra alors la détermination de l'apparition de condensation capillaire.

Implicitement, ces modèles admettent l'hypothèse des pores de forme cylindrique.

Ils nécessitent en outre une bonne connaissance de la microstructure du matériau notamment pour déterminer pour chaque valeur de r la fraction volumique des pores de rayon inférieur à r et la surface latérale des pores de rayon supérieur à r .

Un tel modèle est relativement lourd à mettre en oeuvre et nécessite finalement un grand nombre de données pour décrire l'isotherme d'un matériau poreux. Il peut être plus satisfaisant pour interpréter la physique fine des phénomènes mais d'une lourdeur excessive pour une démarche métrologique technique. Aussi pour obtenir des expressions numériques des isothermes d'un grand nombre de matériaux différents on préférera utiliser une méthode moins descriptive, nécessitant un volume de données réduit.

La méthode la plus utilisée dans cette optique est la méthode dite de G.A.B (GUGGENHEIM, ANDERSON, DE BOER) strictement équivalente dans son application à la méthode dite BET modifiée.

On choisit de décrire une isotherme de sorption par la formule :

$$\frac{\tau_v}{\tau_m} = \frac{C k HR}{(1-k HR) (1-k HR + C k HR)} \quad (I.9)$$

Il s'agit en fait d'un modèle BET dans lequel on remplace HR par kHR.

On donne une forme équivalente de cette relation par :

$$\frac{HR}{\tau_v} = \alpha HR^2 + \beta HR + \gamma \quad (1.10)$$

Avec : $\alpha = k/\tau_m (1/C - 1)$

$$\beta = 1/\tau_m (1 - 2/C)$$

$$\gamma = 1/\tau_m C k$$

La mise en oeuvre pratique de la méthode de GAB consiste à déterminer le polynôme du second degré en HR qui approche le mieux les valeurs expérimentales de HR/τ_v .

Cette méthode, appliquée aux isothermes de type II dans la classification BDDT, donne une bonne approximation pour des humidités relatives comprises entre 0 et 90 %. Comme le fait apparaître les figures 4 à 8. Nous obtenons ainsi une expression analytique continue et dérivable de l'isotherme de sorption.

En dérivant cette expression, nous obtiendrons la pente des isothermes (chapitre V) qui est un paramètre essentiel du modèle que nous développons (chapitre IV). Nous espérons avoir par ce moyen une meilleure précision qu'en différenciant la courbe expérimentale.

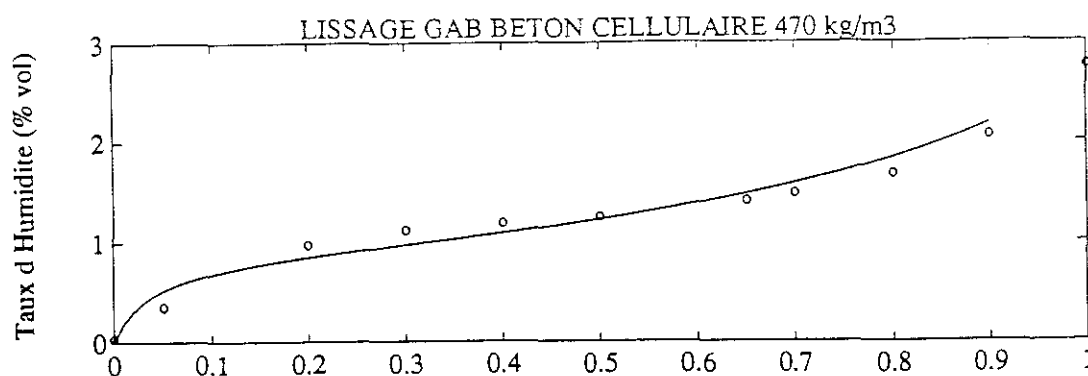


Fig. 4

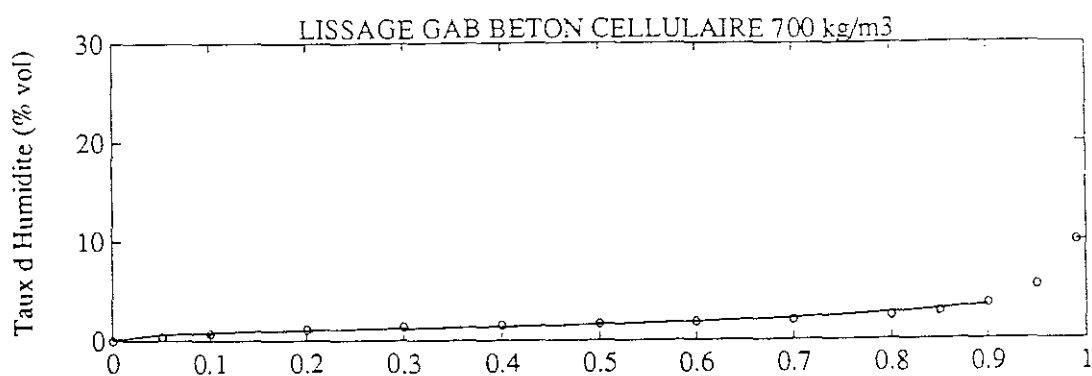


Fig. 5

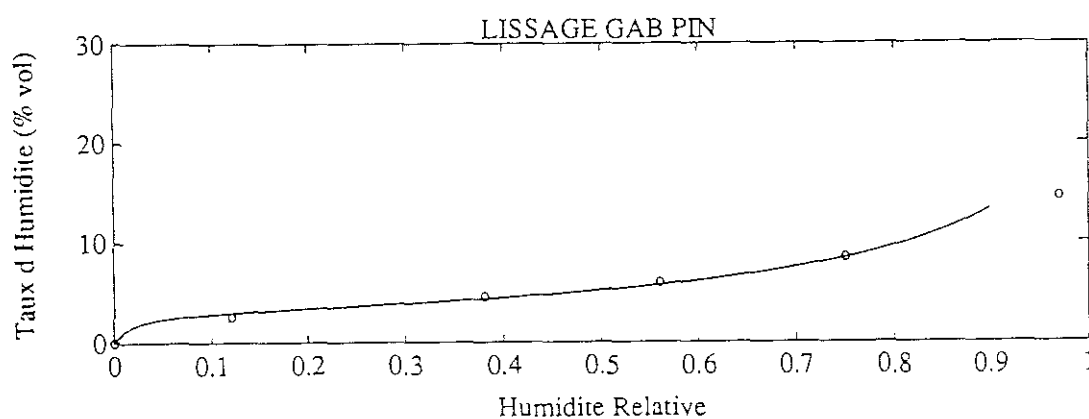


Fig. 6

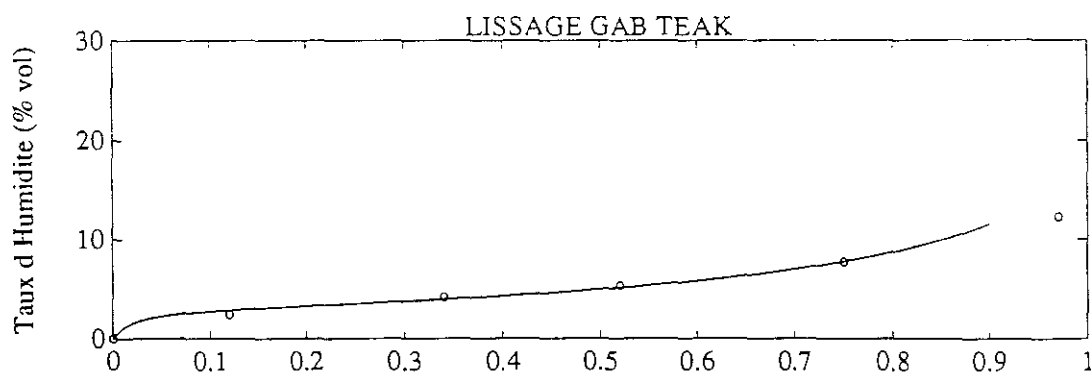


Fig. 7

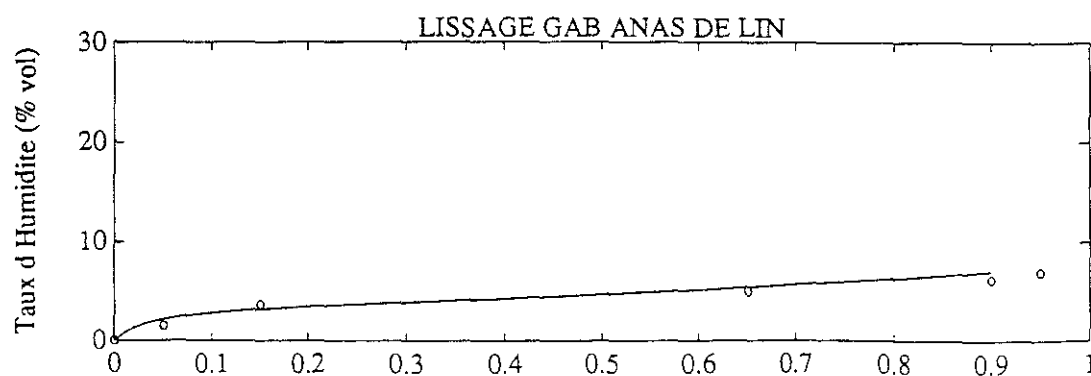


Fig. 8

1.4. L'INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA CONDENSATION CAPILLAIRE

Comme nous l'avons indiqué précédemment, le caractère exothermique de la sorption en général et de la condensation capillaire en particulier permet de déduire par l'application du principe de BRAUN-LE CHATELLIER que les quantités d'eau condensées diminuent avec la température. L'application de ce principe peut être vérifié directement dans le cas de la condensation capillaire.

La loi de KELVIN donne le rayon r du plus gros pore condensé par :

$$r = - \frac{2\sigma M_v}{\rho_l RT \ln HR} \quad (I.11)$$

σ n'étant fonction que de la température, r est une fonction de HR et de T . Dès lors on peut écrire :

$$dr = (\delta r / \delta HR)_T dHR + (\delta r / \delta T)_{HR} dT \quad (I.12)$$

Des considérations géométriques simples montrent que $dr/d\tau_v$ est positif. Donc, $(\delta r / \delta T)_{HR} = (\delta r / \delta \tau_v) (\delta \tau_v / \delta T)_{HR}$ est du même signe que $(\delta \tau_v / \delta T)_{HR}$.

La dérivation de l'équation (I.11) donne :

$$(\delta r / \delta T)_{HR} = \frac{2 M_v}{\rho_l RT \ln HR} (\sigma/T - d\sigma/dT) \quad (I.13)$$

La tension superficielle (fig.9) étant une fonction décroissante de la température et $\ln HR$ étant toujours négatif, on voit ainsi que le rayon des pores saturés, donc le taux d'humidité, décroît avec la température.

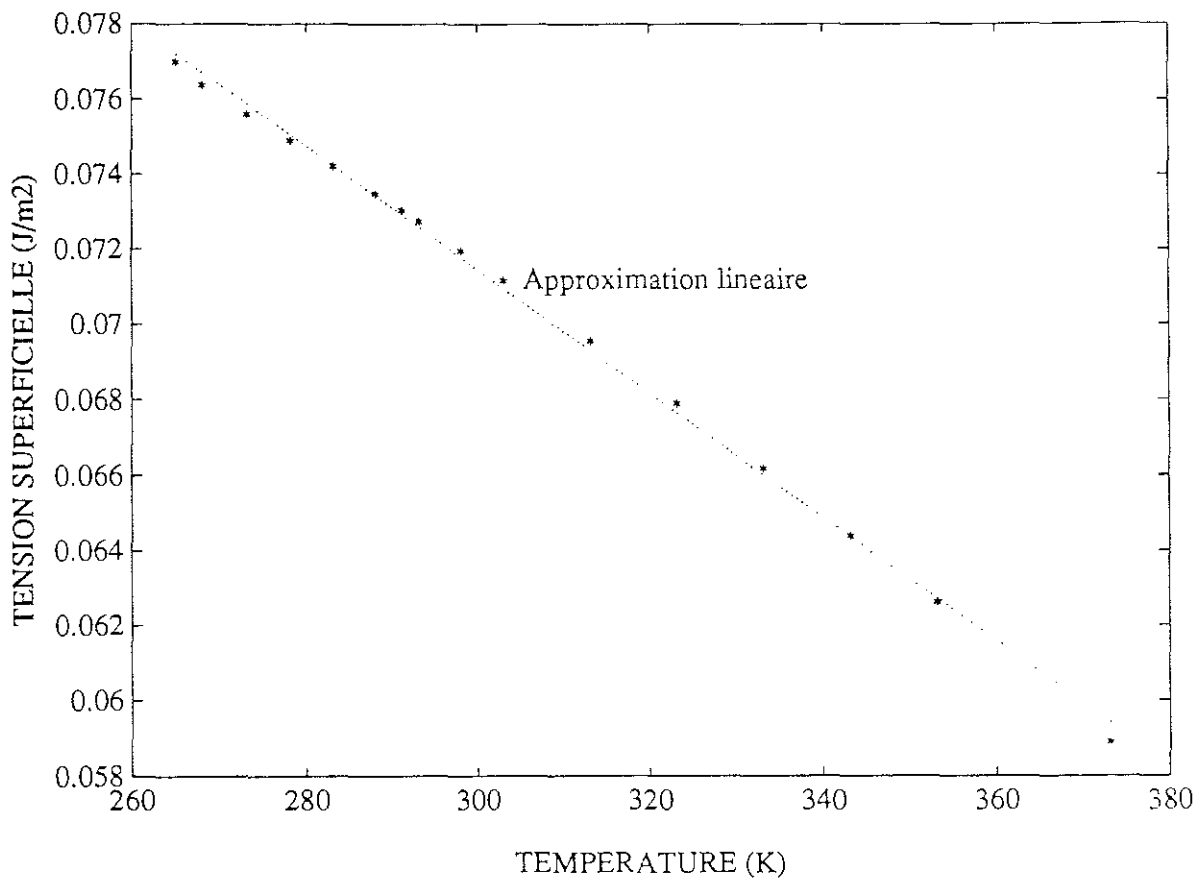


Fig. 9

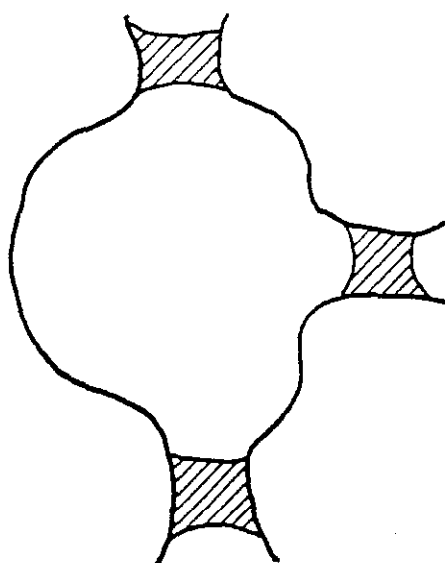
1.5. L'HYSTERESIS

L'expérience montre qu'un matériau ne désorbe pas l'ensemble de l'eau absorbée. Les isothermes de sorption ont donc un caractère hystérétique qui n'affecte cependant pas les plus faibles valeurs de l'humidité relative. Il semble alors raisonnable de chercher la cause de l'hystérésis dans le comportement capillaire de l'eau liée.

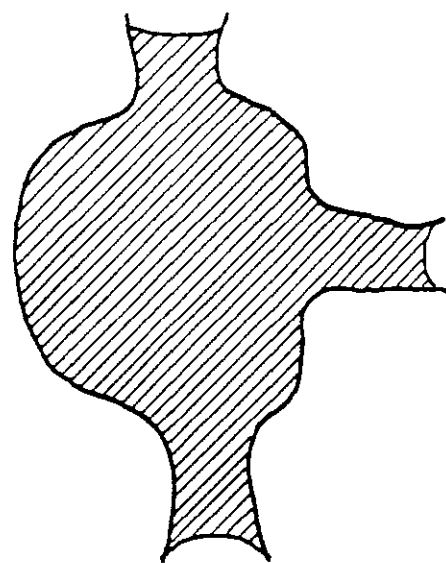
La littérature fait état de deux raisons majeures.

La première interprétation met en avant un problème d'amorçage en postulant que la loi de KELVIN appliquée à la condensation capillaire ne s'applique qu'à la désorption et à l'absorption dans les pores fermés à une extrémité. Les pores ouverts subissent eux un retard à l'absorption caractérisé par un remplissage capillaire pour une humidité relative supérieure à celle prévue par la loi de KELVIN.

La deuxième interprétation invoque un motif structurel. La forme en "bouteille d'encre" de certains pores ou l'interconnexion de pores de tailles différentes permettent plusieurs états de saturations avec une même courbure des ménisques. Lors de la désorption, l'eau contenue dans un gros pore peut être piégée par celle qui sature les pores plus petits avec lesquels il est connecté. Par contre, pour la même humidité relative, l'adsorption va saturer les petits pores, conservant l'air humide dans le plus gros. [122, 123]



Adsorption



Désorption

L'hystérésis contrarie une hypothèse de base de la modélisation des transferts d'humidité : l'existence d'une fonction d'état reliant le taux d'humidité, la température, et l'humidité relative de l'air. Cette hypothèse conduit à adopter une courbe isotherme moyenne des courbes d'adsorption et de désorption. L'approximation admise alors se répercute sur toutes les propriétés du matériau dépendant du taux d'humidité qui présentent elles aussi un caractère hystérétique.

Dans notre travail nous n'avons donc pas tenu compte de ce phénomène. Mais c'est à l'évidence une question que des recherches ultérieures devraient aborder.

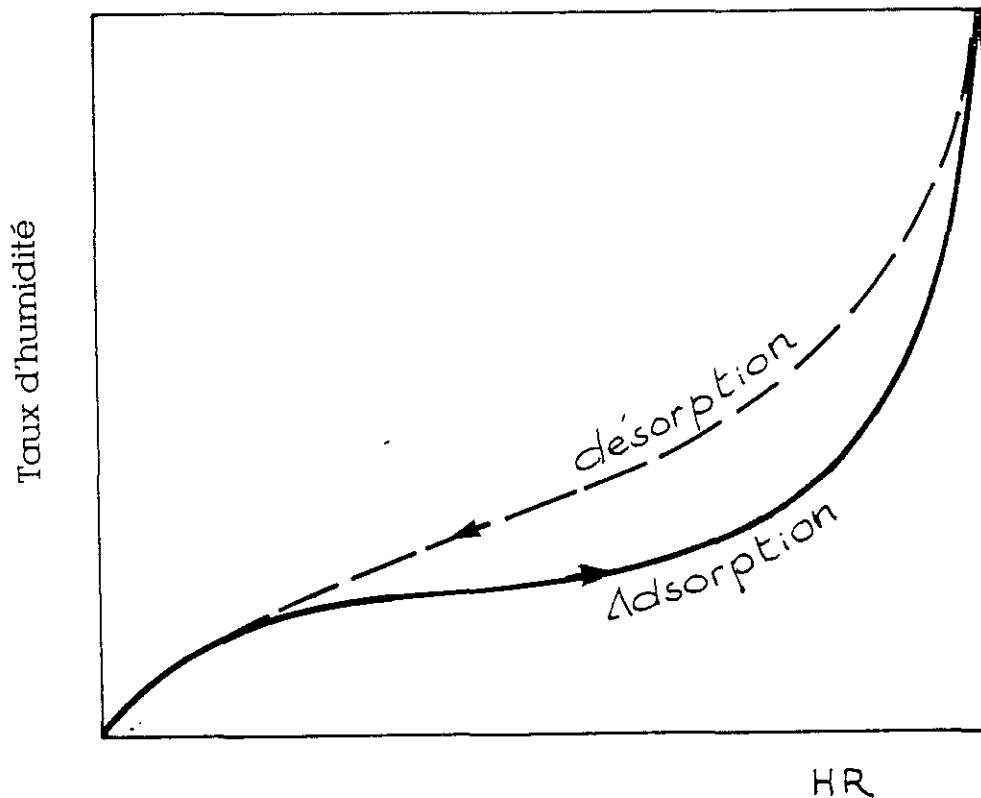


Fig. 11

1.6. LES ISOTHERMES DE SUCCION, UNE AUTRE VISION DE L'EQUILIBRE HYGROSCOPIQUE

La loi de KELVIN, dans son écriture la plus générale [122] établit une relation entre l'humidité relative de l'air et le potentiel matriciel de l'eau en équilibre avec cet air, si l'on admet pour seules hypothèses l'équilibre local et que la vapeur est un gaz parfait. La référence à l'eau liquide permet d'écrire (p. 7).

$$p_c = \rho_l r_v T \ln HR \quad (I.14)$$

Cette écriture particulière établit de fait une relation entre les isothermes de sorption ($\tau_v = f(HR, T)$) et les isothermes de succion ($\tau_v = g(p_c, T)$), fait qui a été jusqu'ici peu exploité.

La figure 12 montre une illustration de la loi de KELVIN. Sur cette courbe, les pressions capillaires sont exprimées en unités pF (logarithme en base 10 de la pression capillaire exprimée en centimètres d'eau).

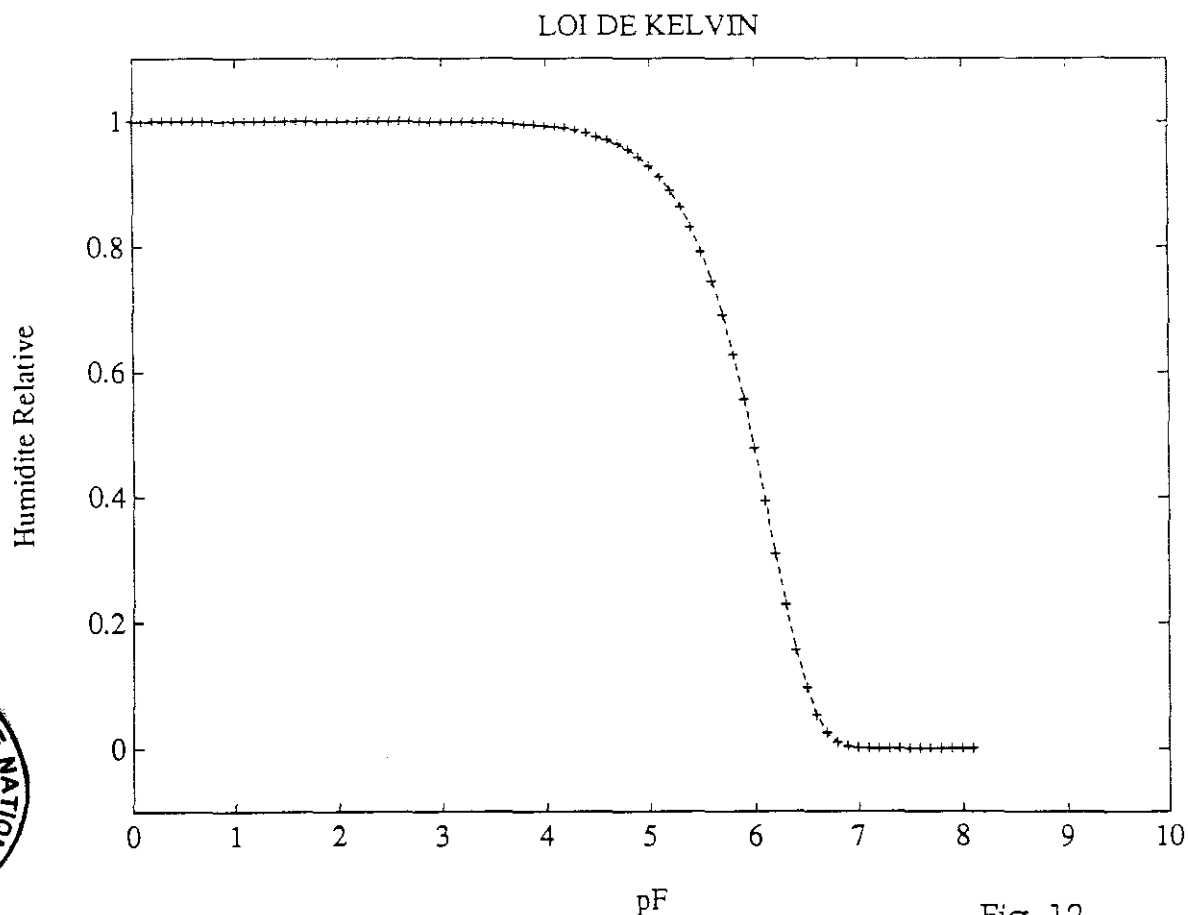
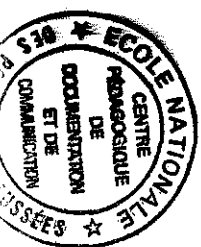


Fig. 12

Nous verrons que ceci est d'un très grand intérêt pour la métrologie et permet une unification de la modélisation.



II

ETUDE PHENOMENOLOGIQUE DES MODES DE TRANSFERT D'HUMIDITE

INTRODUCTION

Les transports d'humidité en milieu poreux résultent d'une composition de différents phénomènes à l'origine du mouvement de chacune des phases présentes (liquide et vapeur). Notre propos dans cette seconde partie est d'analyser l'influence des différents paramètres structurels et physiques sur les composantes du mouvement de l'humidité et de formaliser les relations élémentaires flux/forces thermodynamiques relatives à chaque phénomène.

On abordera successivement les transferts dans la phases gazeuse qui remplit partiellement les pores puis les transferts induits par la présence de pores totalement remplis d'eau.

2.1. LES TRANSFERTS DE VAPEUR D'EAU

Une partie des transferts se produisent dans la phase gazeuse contenue dans les pores des matériaux. On distingue à priori trois origines possibles : les transports visqueux, la diffusion moléculaire, la diffusion en régime visqueux de Knudsen.

2.1.1. L'ÉCOULEMENT DE LA PHASE GAZEUSE DANS SON ENSEMBLE :

Lorsque la pression totale de la phase gazeuse n'est pas uniforme, l'ensemble des molécules qui la constitue va s'écouler des zones de hautes pressions vers les zones de pressions plus faibles. La vapeur d'eau, constituant de l'air humide, va ainsi être portée par ce mouvement d'ensemble. On peut modéliser la densité de flux de l'humidité par : [115]

$$g_v = \omega_{mv} g_T \quad (II.1)$$

avec : g_T densité de flux de l'ensemble de la phase gazeuse

ω_{mv} concentration massique de vapeur d'eau (masse d'eau rapportée à l'unité de masse de l'air humide).

Il est commun et pratique dans une analyse phénoménologique des transferts en milieu poreux d'évoquer l'influence de la taille du pore sur ce mode de transfert. L'écoulement d'ensemble que nous analysons brièvement ici est un écoulement de fluide visqueux. Si l'on suppose qu'il se produit dans des pores cylindriques, le débit d'air (donc le débit de vapeur d'eau) est proportionnel au rayon du pore à la puissance 4.

$$q_T = \rho_l \pi / (8\mu) r^4 \nabla p_T \quad (II.2)$$

Dans des pores réels on peut raisonnablement penser que subsiste une relation de la forme :

$$q_T = Cr^4 \nabla p_T \quad (II.3)$$

r devenant alors une grandeur moyenne représentative de la courbure des ménisques liquides.

Ceci conduit donc à :

$$g_v = \omega_{mv} Cr^4 \nabla p_T \quad (II.4)$$

Si l'on suppose maintenant que la composition de la phase gazeuse éventuellement en mouvement, n'est pas uniforme, un second phénomène se produira qui tendra à uniformiser la distribution de la vapeur. Suivant la pression de l'air et la taille des pores, deux phénomènes peuvent se produire.

2.1.2. LES MODES DIFFUSIFS :

2.1.2.1. LA DIFFUSION MOLECULAIRE :

Dans les pores de grande taille et pour une pression totale du gaz élevée, la probabilité de choc des molécules d'eau contre les parois est bien plus faible que celle de choc contre les autres molécules. Cette prédominance phénoménologique caractérise la diffusion moléculaire. Si l'on schématise le parcours d'une molécule d'eau dans un pore de matériau (fig. 1.1.2.1), on verra apparaître une succession de segments dont la longueur moyenne correspond au "libre parcours moyen" (lpm) de la molécule.

Le lpm représente la distance statistique parcourue par la vapeur d'eau entre deux chocs moléculaires. Il dépend évidemment du nombre de molécules présentes et donc de la pression totale du gaz.

On peut dire que la diffusion moléculaire apparaît lorsque le libre parcours moyen de la molécule diffusant est petit devant la taille du pore. Cette formulation physique traduit la prédominance phénoménologique énoncée plus haut.

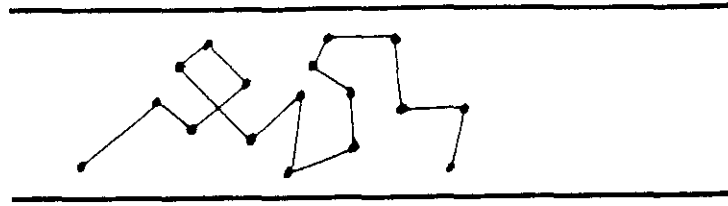
Dans ces conditions, la densité de flux déduite de la théorie cinétique des gaz s'exprime par [90] :

$$g_{\text{vdiff}} = D^*_{\text{v}} \nabla \omega_{\text{v}} \quad (\text{II.5})$$

D^*_{v} coefficient de diffusion (kg/m.s)

ω_{v} titre moléculaire de vapeur.

D'après [90, 101] D^*_{v} est indépendant de la pression totale et proportionnel à la température à la puissance 3/2.



Mouvement de diffusion moléculaire

Fig. 13

On peut développer l'expression (II.5) en tenant compte de $\omega_v = p_v/p_T$

avec

p_v pression partielle de vapeur d'eau

p_T pression totale de la phase gazeuse.

Dans ce cas, et si l'on admet de plus (comme nous le ferons par la suite) que la pression totale de la phase gazeuse est uniforme, on écrit :

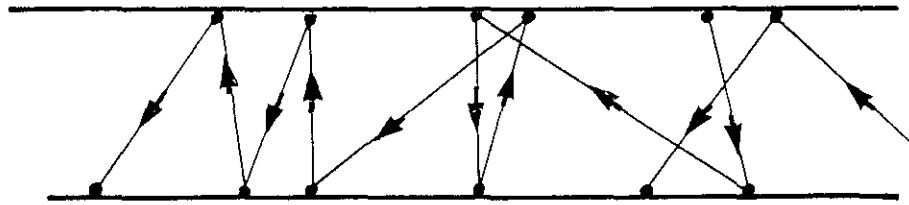
$$g_{v\text{diff}} = \frac{D_v^*}{p_T} \nabla p_v \quad (\text{II.6})$$

Lorsque la diffusion se produit dans l'air contenu dans les pores d'un matériau, le squelette solide rend le parcours des molécules d'eau plus tortueux. Cependant, les parois des pores ne jouent dans ce cas aucun rôle sensible sur le phénomène lui même. Ainsi, le coefficient de diffusion dans l'air contenu dans un pore est indépendant de la taille de celui-ci. De ce fait, le débit massique diffusif dans un pore est proportionnel au carré de son rayon.

$$q_{v\text{diff}} = Cr^2 \nabla p_v \quad (\text{II.7})$$

2.1.2.2. L'ÉCOULEMENT DE KNÜDSEN : (ou effusion) :

Si maintenant l'on suppose que la pression totale de l'air est plus faible ou que le transfert se produit dans un pore plus petit, les chocs contre les parois sont plus probables que les chocs intermoléculaires. Physiquement ceci se produit si le libre parcours moyen de la molécule d'eau est du même ordre ou plus grand que la taille du pore. Le phénomène ainsi décrit est l'écoulement de KNÜDSEN.



Mouvement d'effusion

Fig. 14

On peut remarquer (tableau) que le libre parcours moyen de la vapeur d'eau à une température de 20°C et à la pression atmosphérique est de l'ordre de 400 Å. Par ailleurs la loi de LAPLACE montre que tous les pores dont le diamètre est inférieur à 400 Å sont saturés dès lors que l'humidité relative est supérieure à 97,3 %. Il est intéressant de noter avec [123] que dans l'essentiel de la porosité hygroscopique non saturée la diffusion de la vapeur d'eau a lieu en régime de KNÜDSEN.

La nature même de ce phénomène indique que la taille du pore jouera un rôle important sur le coefficient de diffusion de KNÜDSEN local.

D'après [90] le débit de vapeur d'eau en écoulement du KNÜDSEN dans un tube de rayon r et à la température T est bien représenté par :

$$q_{\text{veff}} = 4/3 \sqrt{2\pi/r_v T} r^3 \nabla p_v \quad (\text{II.8})$$

GAZ	TEMPERATURE (°C)	l.p.m. (microns)
AIR	- 50	0,0566
	0	0,0603
	50	0,0632
	100	0,0654
VAPEUR D'EAU	- 50	0,033
	0	0,0382
	50	0,0428
	100	0,0472

Remarque :

Le régime de KNÜDSEN n'est pas à proprement parler un régime diffusif. Nous l'avons classé artificiellement dans cette partie pour deux raisons :

- 1- Le débit est proportionnel au gradient de pression partielle.
- 2- Il nous a paru intéressant de montrer comment ce régime dérive vers un régime de diffusion lorsque les conditions d'environnement varient (taille du pore ou pression totale).

On peut aussi noter que le débit de masse d'air par mouvement de KNÜDSEN serait :

$$q_a = (4/3) \sqrt{2\pi/r_a T} r^3 \nabla p_a \quad (II.9)$$

Le débit masse total dans la phase gazeuse s'écrit alors :

$$q_T = q_a + q_v = 4/3 \sqrt{[2\pi/T]} r^3 [(\nabla p_v / \sqrt{r_v}) + (\nabla p_a / \sqrt{r_a})] \quad (II.10)$$

et n'est donc pas proportionnel au gradient de pression totale.

2.1.2.3. DANS LA REALITE, UN MELANGE DES DEUX PHENOMENES DIFFUSIFS :

La diffusion moléculaire et le mouvement de KNÜDSEN "purs" sont des idéalizations de la réalité physique qui révèle en fait un mélange des deux phénomènes.

On peut cependant remarquer que dans le cadre des hypothèses que nous avons admises (phase gazeuse isotherme et pression totale uniforme) les densités de flux diffusifs s'expriment par un coefficient que multiplie le gradient de pression partielle de vapeur d'eau. On peut donc admettre que le phénomène complexe de diffusion dans un pore, combinaison des deux phénomènes élémentaires précédemment décrits, peut être modélisé par :

$$g_v = D_{vg} \nabla p_v \quad (II.11)$$

diffusion qui intègre la participation simultanée de ces deux phénomènes. Dans [23, 123] on trouve la courbe (15) qui montre la variation entre les deux extrêmes en fonction du rayon du pore.

On verra par ailleurs (Chap.V) qu'au travers des matériaux poreux courants du bâtiment, et pour une pression totale uniforme, c'est le phénomène de diffusion moléculaire qui engendre l'essentiel des transferts de vapeur d'eau. Il semblerait en effet, que les petits pores, siège du régime du KNÜDSEN jouent un rôle négligeable dans ce transfert ils semblent être par contre les plus importants vecteurs du transfert liquide.

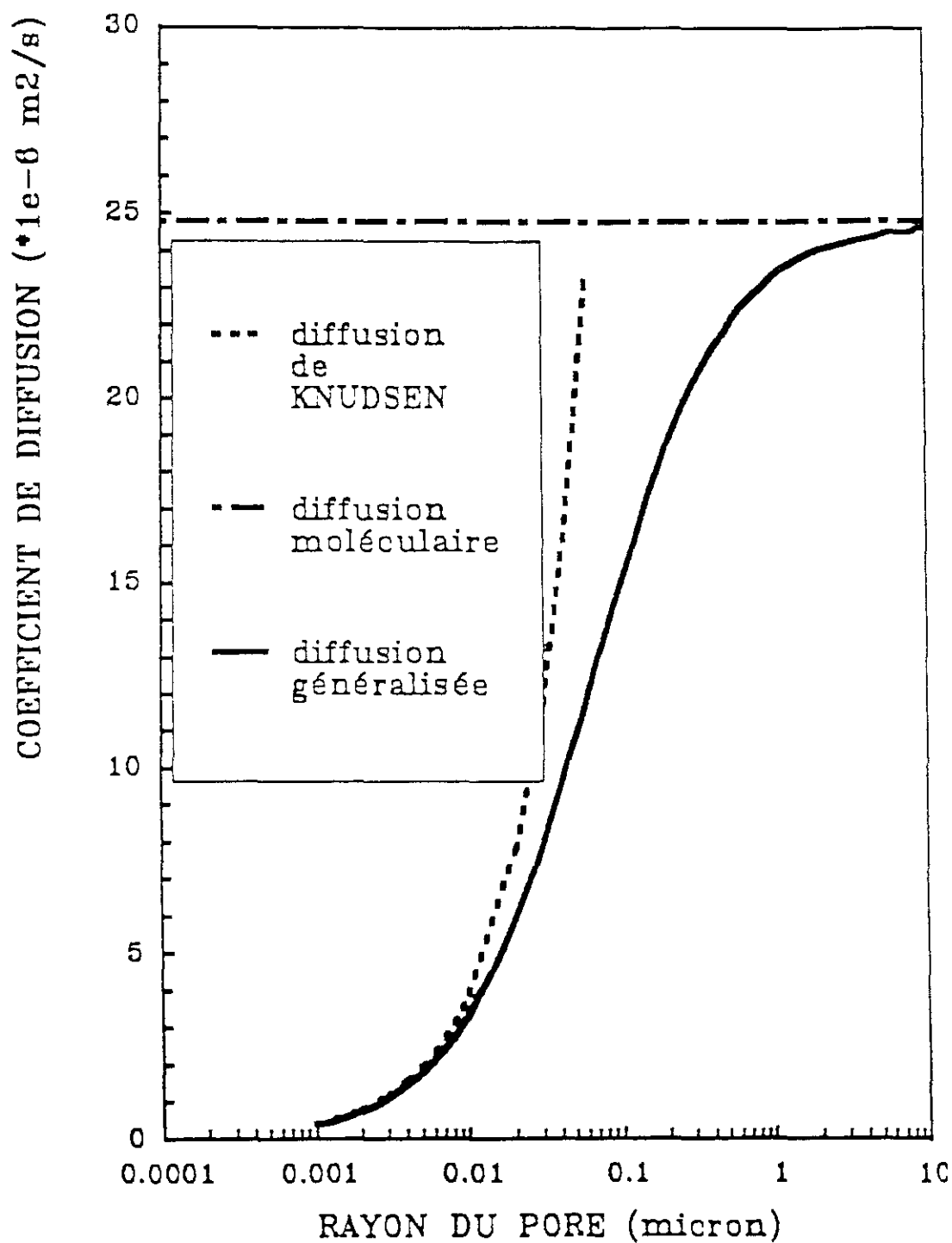


Fig. 15

2.1.3. REMARQUES :

* Il est intéressant de noter la dépendance du débit massique au travers d'un pore de rayon r pour chaque mode de transfert de vapeur. On remarque en effet que :

- . le débit diffusif est proportionnel à r^2
- . le débit de KNÜDSEN varie en r^3
- . l'écoulement d'ensemble de la phase gazeuse engendre un débit proportionnel à r^4

* Les mécanismes de diffusion et d'écoulement visqueux peuvent se produire simultanément. Dans un tel cas, on remarque que le premier phénomène fait évoluer les molécules de vapeur par rapport au barycentre moléculaire alors que le second provoque un déplacement de ce barycentre par rapport à un repère fixe.

2.2. LES MOUVEMENTS LIQUIDES :

Comme nous l'avons vu au premier chapitre, les matériaux hygroscopiques contiennent dans certains de leurs pores des ilots liquides séparés de la phase gazeuse par des ménisques qui, du fait de la tension superficielle qui s'y exerce, créent un écart de pression entre les deux phases. Mais s'il existe au sein d'un même ilot liquide des différences de pression, il se produira un écoulement visqueux dans le sens des pressions décroissantes.

Au travers d'un tube cylindrique de rayon r le débit massique liquide est estimé par la loi de POISEUILLE.

$$q = \pi r^4 / (8\gamma) \nabla p_l \quad (\text{II.12})$$

avec γ viscosité cinématique

p_l pression dans le liquide.

2.3. SYNTHESE

Nous récapitulons dans le tableau suivant les différents modes de transport décrits dans ce chapitre.

PHASE	PHENOMENE	MOTEUR	EXPRESSION DU DEBIT D'EAU DANS UN PORE DE RAYON r
gaz	Ecoulement visqueux	∇p_T	$q_{v1} = \omega_{mr} C_1 r^4 \nabla p_T$
gaz	Diffusion moléculaire	$\nabla (p_v/p_T)$	$q_{v2} = C_2 r^2 D_v^* \nabla (p_v/p_T)$
gaz	KNÜDSEN	∇p_v	$q_{v3} = C_3 r^3 \nabla p_v$
gaz	diffusion + Knüdsen	∇p_v	$q_{v4} = C_4(r) \nabla p_v$
gaz	Diffusion + Ecoulement visqueux	∇p_T et ∇p_v	$q_{v5} = q_{v1} + q_{v2}$
liquide	Ecoulement visqueux	∇p_l	$q_l = c'_1 r^4 \nabla p_l$

2.4. EQUATIONS DE TRANSFERT A L'ECHELLE MACROSCOPIQUE

Nous avons décrit les débits massiques induits par les différents phénomènes de transfert dans des tubes cylindriques. Dans un matériau poreux, ces mêmes phénomènes se produisent mais dans des arrangements complexes de pores de tailles très variables et de formes quelconques. L'application directe des lois élémentaires de transfert dans un tel milieu est impossible. Il faut déterminer, par un traitement statistique des grandeurs physiques microscopiques, des lois de transfert macroscopiques.

Notre propos n'est certes pas ici de décrire les méthodes qui permettent le passage de l'échelle des pores à celle du matériau. On peut se référer pour cela à [132] qui justifie l'utilisation de lois macroscopiques. Il est notamment montré que chaque élément du transfert de masse peut être décrit par une équation de flux formellement identique à celle donnée à l'échelle des pores. Mais les coefficients de transfert sont alors de caractéristiques du matériau qui intègrent l'ensemble des pores qu'il recèle et les potentiels sont des valeurs moyennes des potentiels locaux pris dans un volume suffisamment grand pour être représentatif du milieu poreux.

Nous introduirons au chapitre IV les expressions macroscopiques des équations de transfert décrites dans ce chapitre à l'échelle du pore.

III

FORME GENERALE DES EQUATIONS DE TRANSFERT

INTRODUCTION :

Dans les présentations des chapitres précédents nous avons isolé chacun des phénomènes qui participent au transfert de masse. On a pu ainsi mieux comprendre les influences des propriétés hygrothermiques et structurales des matériaux sur chaque composante du transfert.

Les transferts de masse dans les matériaux poreux apparaissent le plus souvent comme une superposition de tous les phénomènes décrits précédemment qui agissent simultanément. D'autre part, si l'on veut tenir compte également des transferts de chaleur qui accompagnent ou éventuellement génèrent les transferts de masse, le problème se complique singulièrement.

La première complication est due au nombre de variables manipulées.

Chaque élément du transfert est en effet décrit par une équation qui utilise le système de variables le plus commode.

Deux éléments de transfert différents utiliseront le plus souvent des systèmes de variables différents. L'étude simultanée des phénomènes intervenant entraînera ainsi une multiplication des variables et donc une complexité formelle importante.

Afin d'éviter, au moins dans la formulation initiale, ce problème formel, nous avons choisi d'adopter une écriture qui permet de fixer clairement le nombre de variables d'états indépendantes nécessaires à la description du modèle physique, et permet également de formaliser les passages entre systèmes de variables différents.

L'approche que nous prenons ici est une description phénoménologique globale issue de la thermodynamique des processus irréversible.

3.1. FLUX ET FORCES :

Pour modéliser un transfert de chaleur et d'humidité dans un matériau, nous devons décrire trois flux.

Le flux de chaleur, le flux de vapeur d'eau et le flux d'eau liquide.

Dans le chapitre précédent nous avons décrit le transfert de la vapeur dû à un mouvement d'ensemble de la phase gazeuse : l'air humide. Dans une description complète des phénomènes en présence nous devrions donc introduire dans l'analyse qui va suivre l'étude du transfert d'air. Nous avons négligé ce paramètre sur la base de constatations relatives à notre domaine d'étude : le fonctionnement des parois de bâtiments en oeuvre.

On peut en effet, remarquer que, dans leur ensemble, les façades de bâtiment sont très perméables à l'air. De ce fait, le rééquilibrage des pressions totales de part et d'autre des parois étudiées est, au regard des transferts d'humidité, très rapide. Nous avons ainsi admis que lors de nos études la pression totale du gaz est uniforme.

Nous étudions en annexe 1 certaines configurations où nous sommes contraints d'introduire un mouvement d'ensemble de la phase gazeuse.

On introduit alors une quatrième force, la pression totale et un quatrième flux, le flux global d'air humide.

Nous admettrons les hypothèses fondamentales de la thermodynamique des processus irréversibles.

Nous appliquerons ainsi la théorie de ONSAGER ; aux trois flux (chaleur, vapeur, liquide) correspondent trois forces généralisées, et chaque flux est une combinaison linéaire de ces trois forces. Nous admettrons également l'hypothèse d'équilibre local entre les phases.

On peut choisir les forces suivantes :

T	température supposée identique pour toutes les phases en un lieu et à un instant donnés.
μ_v	potentiel chimique de la vapeur d'eau.
μ_l	potentiel chimique de l'eau liquide.

Les flux sont alors décrits par les équations phénoménologiques suivantes :

$$\begin{cases} g_c = \alpha_{11} \nabla T + \alpha_{12} \nabla \mu_v + \alpha_{13} \nabla \mu_1 \\ g_v = \alpha_{21} \nabla T + \alpha_{22} \nabla \mu_v + \alpha_{23} \nabla \mu_1 \\ g_1 = \alpha_{31} \nabla T + \alpha_{32} \nabla \mu_v + \alpha_{33} \nabla \mu_1 \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

L'hypothèse d'équilibre local entre phases se traduit par l'égalité des potentiels chimiques liquide et vapeur. De ce fait le nombre de forces indépendantes décrivant les flux se limite à deux ; dans notre cas, par exemple la température et le potentiel chimique de l'eau.

Les flux liquide et vapeur sont alors décrits par les mêmes potentiels et l'on peut les rassembler sous la forme d'un flux total d'humidité, somme des deux flux initiaux. Le système est décrit alors par l'un des systèmes suivants :

$$\begin{cases} g_c = \alpha_{11} \nabla T + \alpha'_{12} \nabla \mu_v \\ g_h = \alpha'_{21} \nabla T + \alpha'_{22} \nabla \mu_v \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

$$\begin{cases} g_c = \alpha_{11} \nabla T + \alpha'_{12} \nabla \mu_1 \\ g_h = \alpha'_{21} \nabla T + \alpha'_{22} \nabla \mu_1 \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

Avec : $\alpha'_{12} = \alpha_{12} + \alpha_{13}$

$$\alpha'_{21} = \alpha_{21} + \alpha_{31}$$

$$\alpha'_{22} = \alpha_{22} + \alpha_{23} + \alpha_{32} + \alpha_{33}$$

La description des flux par la température et le potentiel chimique constitue une approche physique classique, mais d'un point de vue pratique, peu efficace. Les lois empiriques décrivant les transferts fluides, appliquées aux milieux poreux, sont plus aisées à manipuler car elles font intervenir des potentiels directement accessibles par la mesure.

On peut alors remplacer le couple (T , μ_v ou μ_l) par tout autre couple de variables indépendantes que l'on peut choisir par exemple parmi les suivantes :

T	température
p_v	pression partielle de vapeur
τ_v	taux d'humidité volumique ($\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3\text{mat.}$)
p_c	pression capillaire.

Les flux de chaleur et d'humidité dans les matériaux hygroscopiques sont donc descriptibles par des combinaisons linéaires des gradients de deux grandeurs distinctes que l'on peut choisir parmi les quatre que nous proposons. C'est d'ailleurs la source de nombreux malentendus entre les différents auteurs qui ont travaillé sur ces sujets.

3.2. CONTRAINTES LIEES A L'EQUILIBRE LOCAL

Les variables T , p_v , τ_v , p_c sont des variables d'état du système liées par deux relations indépendantes :

La relation de KELVIN qui traduit l'équilibre local liquide vapeur :

$$p_c = \rho_l r_v T \ln (p_v/p_s) \quad (\text{III.4})$$

p_c pression capillaire

ρ_l masse volumique de l'eau liquide

Les courbes d'équilibre isotherme : (en négligeant l'hystérésis).

* Isotherme de sorption : $\tau_v = f(p_v, T)$

Le nombre de variables d'état indépendantes est donc de deux.

3.3. EQUATIONS DE CONSERVATION :

L'évolution dans le temps et l'espace de l'humidité et de la chaleur est également contrainte par les équations de conservation de l'eau et de l'énergie interne soit :

$$\delta \rho_h / \delta t = \nabla \cdot g_h \quad (\text{III.5})$$

$$\delta e / \delta t = \nabla \cdot g_e \quad (\text{III.6})$$

$\rho_h = \tau_v + \varepsilon \rho_v$ masse d'eau par unité de volume de matériau

g densité de flux

t temps

e énergie interne volumique

Montrons que l'on peut alors établir un système général d'équations aux dérivées partielles modélisant les transferts de chaleur et d'humidité.

- . Nous avons montré en 3.1. que les flux pouvaient s'exprimer sous la forme d'une combinaison linéaire des gradients de deux variables indépendantes (par exemple x et y) qui suffisent pour décrire le système.
- . D'autre part, e , ρ_v et τ_v variables d'état sont des fonctions x et y .

On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} \delta e / \delta t &= (\delta e / \delta x)_y \delta x / \delta t + (\delta e / \delta y)_x \delta y / \delta t \\ \varepsilon \delta \rho_v / \delta t &= \varepsilon [(\delta \rho_v / \delta x)_y \delta x / \delta t + (\delta \rho_v / \delta y)_x \delta y / \delta t] \\ \delta \tau_v / \delta t &= (\delta \tau_v / \delta x)_y \delta x / \delta t + (\delta \tau_v / \delta y)_x \delta y / \delta t \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

Les équations de conservation de la masse et de la chaleur peuvent alors s'écrire :

$$\begin{cases} b_1 \delta x / \delta t + b_2 \delta y / \delta t = \nabla (K_1 \nabla x + K_2 \nabla y) & \text{Eq. Cons. Masse (III.8)} \\ b_3 \delta x / \delta t + b_4 \delta y / \delta t = \nabla (K_3 \nabla x + K_4 \nabla y) & \text{Eq. Cons. Chaleur} \end{cases}$$

3.4. CHANGEMENT DE VARIABLES INDEPENDANTES :

Ecrivons le système d'équations de conservation, avec les potentiels x_0 et y_0 soit :

$$b_1^0 \delta x_0 / \delta t + b_2^0 \delta y_0 / \delta t = \nabla (K_1^0 \nabla x_0 + K_2^0 \nabla y_0) \quad (\text{III.9})$$

$$b_3^0 \delta x_0 / \delta t + b_4^0 \delta y_0 / \delta t = \nabla (K_3^0 \nabla x_0 + K_4^0 \nabla y_0)$$

Le passage du système III.9 au système III.8 en x et y , ne nécessite que quatre données de bases, les quatres dérivées partielles de x_0 et y_0 par rapport à x et y .

$$b_1 \delta x / \delta t + b_2 \delta y / \delta t = \nabla (K_1 \nabla x + K_2 \nabla y) \quad (\text{III.10})$$

$$b_3 \delta x / \delta t + b_4 \delta y / \delta t = \nabla (K_3 \nabla x + K_4 \nabla y)$$

L'existence des deux relations entre les quatre données de base permet d'écrire :

$$x_0 = f_1(x, y) \quad \text{d'où} \quad dx_0 = P_1 dx + P_2 dy$$

$$y_0 = f_2(x, y) \quad \text{d'où} \quad dy_0 = P_3 dx + P_4 dy$$

Avec : $P_1 = (dx_0/dx)_y$; $P_2 = (dx_0/dy)_x$; $P_3 = (dy_0/dx)_y$; $P_4 = (dy_0/dy)_x$

On peut écrire ceci sous forme matricielle :

$$\vec{C} = [P] \vec{C}_0$$

Avec :

[P] matrice 2 x 2 égale à $\begin{bmatrix} P_1 & P_3 \\ P_2 & P_4 \end{bmatrix}$: jacobien de (x_0, y_0) par rapport à (x, y)

\vec{C} vecteur de dimension 2 égal à $\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix}$ ou $\begin{bmatrix} b_3 \\ b_4 \end{bmatrix}$ ou $\begin{bmatrix} K_1 \\ K_2 \end{bmatrix}$ ou $\begin{bmatrix} K_3 \\ K_4 \end{bmatrix}$

\vec{C}^0 vecteur de dimension 2 égal à $\begin{bmatrix} b_1^0 \\ b_2^0 \end{bmatrix}$ ou $\begin{bmatrix} b_3^0 \\ b_4^0 \end{bmatrix}$ ou $\begin{bmatrix} K_1^0 \\ K_2^0 \end{bmatrix}$ ou $\begin{bmatrix} K_3^0 \\ K_4^0 \end{bmatrix}$

L'avantage de telles écritures, qui n'apportent rien de nouveau dans la description phénoménologique est de normaliser la représentation sous une forme qui permet ensuite entre autre une grande flexibilité informatique.

Ainsi, nous avons décrit dans le formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles la structure globale d'un modèle de transfert de chaleur et de masse. Il résulte notamment de cette écriture que seules deux variables indépendantes suffisent pour décrire les équations de conservation de la masse et de l'énergie.

Il ne reste alors qu'à choisir les potentiels en fonction du domaine d'humidité des applications envisagées et des possibilités expérimentales.

IV

SYNTHESE DU MODELE GLOBAL

INTRODUCTION :

Dans le cadre des hypothèses admises au chapitre précédent, l'écriture thermodynamique des équations de transfert constitue une expression générale des phénomènes que nous étudions. Pour une application pratique, il est nécessaire d'obtenir une formulation proche des possibilités concrètes de mesure. Nous appliquerons dans ce chapitre les lois décrivant les transferts des fluides qui permettent d'exprimer les flux d'humidité, en fonction de grandeurs physiques mesurables. Cette démarche ne se justifie que si l'on peut associer in-fine une méthode de mesure à chaque coefficient intervenant dans le système d'équation. Ces méthodes seront décrites en détail dans le chapitre V. Enfin, la représentation que nous évoquons permet de décrire les transferts d'humidité à l'aide d'un potentiel continu unique quelque soit le taux d'humidité du matériau et sa nature (hygroscopique ou non).

4.1. L'EQUATION DE CONSERVATION DE LA MASSE :

4.1.1. ECRITURE DE LA DENSITE DE FLUX DE VAPEUR D'EAU :

De notre étude phénoménologique développée au chapitre II, nous retenons les trois contributions possibles au flux de vapeur d'eau :

. l'écoulement visqueux de l'ensemble de la phase gazeuse qui engendre une densité de flux de vapeur s'exprimant par :

$$g_{vc} = \omega_{mv} g_c$$

. la diffusion de la vapeur d'eau proportionnelle au gradient de concentration moléculaire génère la densité de flux :

$$g_{vd} = \pi_v^* \nabla \omega_v$$

. l'écoulement de KNÜDSEN (ou effusion) proportionnelle au gradient de pression de vapeur que nous modélisons par

$$g_{vk} = k_n \nabla p_v$$

Pour les raisons évoquées au chapitre III, nous avons négligé l'influence de l'écoulement gazeux dans nos applications aux enveloppes du bâtiment. De ce fait, g_{vc} sera considéré nul et l'ensemble de la phase gazeuse isobare. (Ce terme sera réintroduit en annexe 1 lorsque nous analyserons la méthode de mesure de la perméabilité à la vapeur).

La densité de flux de vapeur peut donc s'écrire :

$$g_v = g_{vd} + g_{vk} = (\pi_v^* / p_T + k_n) \nabla p_v \quad (IV.1)$$

Avec p_T pression totale de la phase gazeuse.

Le coefficient $\pi_v^* / p_T + k_n$ est l'analogue à l'échelle macroscopique du coefficient microscopique de GERTIS [23] noté D_{vg} au chapitre II.

Rien ne s'oppose à ce que l'on conserve l'écriture de la densité de flux de vapeur sous cette forme. Nous verrons cependant au chapitre IV que les indications expérimentales dont nous disposons laissent penser que l'on peut négliger l'influence de l'effusion sur le transfert de vapeur.

4.1.2. ECRITURE DE LA DENSITE DE FLUX DE LIQUIDE :

Dans un matériau poreux capillaire, en l'absence de gradient de pression totale le potentiel induisant un transfert liquide est la pression capillaire. La transcription macroscopique de la loi de POISEUILLE donne en effet, la loi de DARCY qui décrit la densité de flux liquide par :

$$g_l = K_l \nabla p_c$$

K_l perméabilité liquide

p_c pression capillaire définie par : $p_c = p_l - p_{atm}$

L'hypothèse d'équilibre local, permet de décomposer le gradient de p_c en une combinaison linéaire des gradients de p_v et de T en utilisant la loi de KELVIN :

$$p_c = \rho_l r_v T \ln HR \quad (IV.2)$$

$$\text{d'où } \nabla p_c = (\delta p_c / \delta p_v)_T \nabla p_v + (\delta p_c / \delta T)_{p_v} \nabla T \quad (IV.3)$$

$$(\delta p_c / \delta p_v)_T = \rho_l r_v T / p_v$$

$$(\delta p_c / \delta T)_{p_v} = \rho_l r_v (\ln HR - L(T) / r_v T)$$

$$\text{et : } g_l = \rho_l K_l r_v [T / p_v \nabla p_v + (\ln HR - L(T) / r_v T) \nabla T] \quad (IV.4)$$

4.1.3. FLUX TOTAL D'HUMIDITE :

On peut définir la densité de flux totale d'humidité comme la somme des deux participations vapeur et liquide décrites précédemment.

$$g_t = g_v + g_l = [\pi_v^* / p_T + k_n + \rho_l K_l r_v T / p_v] \nabla p_v \\ + \rho_l K_l r_v [\ln HR - L(T) / r_v T] \nabla T$$

Cependant, cette écriture simple suppose implicitement que l'on considère que les deux composantes du flux évoluent en parallèles. Rien ne nous permet de prouver rigoureusement cette affirmation.

Nous nous sommes cependant forgé une conviction en remarquant que la notion de flux n'a de sens qu'au travers d'une surface.

Dans notre cas, cette surface est une section de matériau qui fait apparaître des zones pleines (les sections de squelette solide) et des zones vides (les sections de pores) ; suivant qu'elle sera saturée ou non, chacune des sections de pore sera le siège d'un écoulement liquide ou gazeux. C'est par addition de ces flux élémentaires que l'on obtiendra le flux total au travers de l'élément de surface considéré.

4.1.4. LES DIFFERENTES PERMEABILITES :

Dans les paragraphes précédents nous avons défini la perméabilité K_1 et la perméabilité à la vapeur vraie π_v^*/p_T .

Ces deux grandeurs caractérisent le transfert de chacune des deux phases de l'eau.

Le monde de la technologie du bâtiment utilise souvent le terme de perméabilité à la vapeur, notée π qui correspond en fait au terme de transfert isotherme de l'équation précédente.

$$\pi = \pi_v^*/p_T + k_n + \rho_l K_1 r_v T/p_v \quad (IV.7)$$

On peut alors remarquer que cette perméabilité au sens de la technique caractérise un flux résultant d'un gradient de pression de vapeur et non un flux d'humidité uniquement en phase vapeur.

Ainsi, le coefficient mesuré (Cf Annexe 1) comporte deux composantes, l'une liquide et l'autre vapeur. Il n'est pas nécessaire de connaître l'importance relative de chaque phase tant que l'on traite des problèmes isothermes. Par contre, nous verrons que le système d'équation modélisant les transferts non isothermes de masse et de chaleur impose la connaissance de cette répartition du flux total.

Cette terminologie introduit à l'évidence un flou important sur la signification physique des coefficients. Mais l'usage est maintenant bien institué et il semble difficile d'attribuer le terme "perméabilité à la vapeur" à la seule composante vapeur de π .

Pour éviter les confusions au moins dans ce document, nous avons choisi d'attribuer à π le nom de perméabilité à la vapeur et à π_v^* le nom de perméabilité à la vapeur "vraie".

On admet généralement qu'aux faibles taux d'humidité, la participation du liquide peut être négligée devant celle de la vapeur.

Nous proposerons au chapitre IV une méthode de mesure qui doit permettre de justifier cette hypothèse.

4.2. L'EQUATION DE CONSERVATION DE L'ENERGIE :

4.2.1. LES COMPOSANTES DU FLUX D'ENERGIE :

Dans un milieu poreux humide, les mouvements de chaleur ont différentes origines. Au phénomène conductif classique, il faut ajouter le transport des enthalpies des constituants mobiles du milieu à savoir l'eau liquide, la vapeur, et l'air, pour obtenir :

$$g_c = \lambda^* \nabla T + h_v g_v + h_l g_l + h_a g_a \quad (\text{IV.8})$$

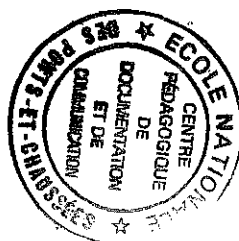
Dans cette expression, g représente une densité de flux, h une enthalpie massique et les indices c , v , l et a désignent respectivement la chaleur, la vapeur d'eau, l'eau liquide, et l'air. λ^* représente alors la conductivité thermique du matériau humide, lorsque les phases sont supposées immobiles.

4.2.2. L'ENERGIE INTERNE VOLUMIQUE :

L'équation dite de conservation de la chaleur décrit l'évolution dans le temps de l'énergie interne volumique du milieu modélisé soumis à des sollicitations thermiques.

La description que nous en donnons ici, résulte du caractère extensif de l'énergie interne qui permet d'additionner les densités d'énergie de chacune des composantes du milieu.

Dans un système thermodynamique à trois phases, si les surfaces d'interaction sont suffisamment faibles pour que l'on puisse négliger leurs effets énergétiques, l'énergie interne est la somme des énergies des trois phases. Si les phases sont fortement dispersées (ce qui est notre cas) les phénomènes de surface interviennent sensiblement.



Nous avons choisi d'attribuer l'ensemble des effets énergétiques de surface à la phase liquide. Nous décrivons donc le milieu par une phase solide pure, une phase gazeuse considérée comme un mélange idéal de gaz parfaits et une phase liquide à laquelle nous attribuerons tous les effets d'interface. Les propriétés énergétiques de cette phase liquide peuvent être totalement décrites par les variations des courbes d'équilibre hygrosopique avec la température.

. La phase solide fournit au milieu sa chaleur sensible décrite classiquement par :

$$e_s = (\rho c)_0 (T - T_0)$$

$(\rho c)_0$ étant la chaleur volumique du matériau sec, T la température et T_0 la température de référence.

. La phase gazeuse est supposée constituée d'air et de vapeur d'eau. C'est un mélange idéal de gaz parfaits. Son énergie interne est alors la somme des contributions des éléments du mélange chacun d'eux considéré à l'état pur. Se pose le problème du choix de l'état de référence.

* Pour l'air nous choisissons l'état de l'air pur à la température T_0 (les fonctions énergétiques sont indépendantes de la pression)

* Pour des raisons de cohérence nous choisissons un état de référence unique pour les deux états de l'eau en présence : l'état de l'eau liquide pure à la température T_0 .

Ces choix conduisent aux expressions suivantes (les chaleurs spécifiques étant supposées constantes) :

$$e_v = \varepsilon \rho_v (Cp_v (T - T_0) + L(T_0) - r_v T) \quad (IV.9)$$

$$e_a = \varepsilon \rho_a (Cp_a (T - T_0) - r_a T)$$

Avec : ρ la densité volumique partielle de gaz

C_p la chaleur massique à pression constante du gaz

r la constante des gaz parfaits du gaz

ε la porosité du milieu

L la chaleur latente d'évaporation de l'eau.

. La contribution de la phase liquide à l'énergie interne du milieu mérite un plus grand développement.

Pour une phase condensée, on peut confondre l'enthalpie et l'énergie interne massiques. Si l'eau hygroscopique était considérée libre, on écrirait simplement :

$$e_l = C_l \tau_v (T - T_0)$$

avec C_l chaleur massique de l'eau liquide pure

τ_v taux d'humidité volumique du milieu (en $\text{kgH}_2\text{O}/\text{m}^3_{\text{mat}}$)

Mais l'eau présente dans les matériaux que nous étudions ne peut être supposée libre, il existe en effet une énergie de liaison eau-matériau que nous appelons chaleur de sorption et que nous noterons h^m . L'apport énergétique de la phase liquide au milieu sera donc :

$$e_l = C_l \tau_v (T - T_0) - \int_0^{\tau_v} h^m d\tau_v \quad (\text{IV.10})$$

4.2.2.1. LA CHALEUR DE SORPTION

Comme nous le remarquons au chapitre I, nous rassemblons sous le terme d'hygroscopicité deux phénomènes de natures distinctes :

L'adsorption surfacique et la condensation capillaire.

Le schéma 16 donne une vision claire des états énergétiques comparés de l'eau.

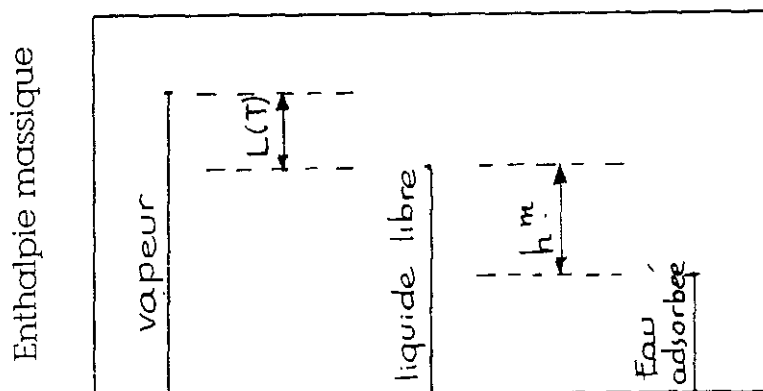


Fig. 16

La chaleur de sorption se présente alors comme une chaleur de changement d'état, à savoir l'énergie à fournir à l'eau hygroscopique pour casser la liaison eau-matériau et donner ainsi de l'eau liquide libre.

L'équilibre entre la phase condensée et la phase vapeur permet d'écrire, compte tenu de notre définition de h^m , la relation classique ([56] et Annexe 4) :

$$h^m = r_v T^2 [\delta \ln HR / \delta T]_{TV} \quad (IV.11)$$

Comme nous le précisons précédemment, le taux d'humidité décroît avec la température. Une représentation schématique de ce phénomène est donnée par la fig. 16.

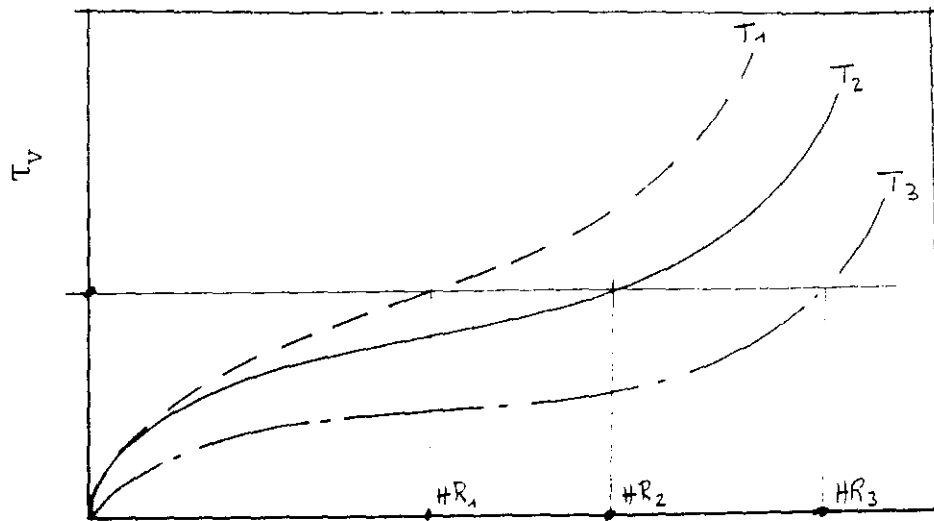


Fig. 17

$$T_1 < T_2 < T_3 \Leftrightarrow HR_1 < HR_2 < HR_3$$

le logarithme étant une fonction monotone et croissante, la chaleur de sorption définie précédemment est toujours positive.

4.2.3. LA VARIATION DE L'ENERGIE INTERNE VOLUMIQUE :

En négligeant l'effet de la variation de la porosité liée au remplissage partiel des pores par l'eau liquide (voir note page suivante) on peut écrire.

$$\begin{aligned} \delta e / \delta t = & C' \delta T / \delta t + (C_1 (T - T_0) - h^m) \delta \tau_v / \delta t \\ & + \varepsilon (C_{p_v} (T - T_0) + L(T_0) - i_v T) \delta \rho_v / \delta t \\ & + \varepsilon (C_{p_a} (T - T_0) - i_a T) \delta \rho_a / \delta t \end{aligned} \quad (IV.12)$$

Avec : $C' = \rho_s C_s + \tau_v C_1 + \varepsilon \rho_v C_{p_v}$

On peut aussi écrire :

. la conservation de la masse d'eau :

$$\delta \tau_v / \delta t + \varepsilon \delta \rho_v / \delta t = \nabla (g_v + g_l) \quad (IV.13)$$

. la conservation de la masse d'air :

$$\varepsilon \delta \rho_a / \delta t = \nabla g_a \quad (IV.14)$$

et tenir compte de la relation (Voir annexe 4)

$$Cp_v (T - T_0) + L(T_0) = C_l(T - T_0) + L(T) \quad (IV.15)$$

d'où par recombinaison

$$\begin{aligned} \delta e / \delta t = & C' \delta T / \delta t + C_l (T - T_0) \nabla (g_v + g_l) + L(T) \varepsilon \delta \rho_v / \delta t - h_m \delta \tau_v / \delta t \\ & + Cp_a (T - T_0) \nabla g_a - \varepsilon T (r_v \delta \rho_v / \delta t + r_a \delta \rho_a / \delta t) \quad (IV.16) \end{aligned}$$

NOTE

L'écriture complète fait en effet apparaitre un terme supplémentaire.

$$(\rho_v Cp_v (T - T_0) + \rho_v L(T_0) - \rho_v r_v T + \rho_a Cp_a (T - T_0) - \rho_a r_a T) \delta \varepsilon / \delta t$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \tau_v / \rho_l$$

avec ε_0 porosité du matériau sec et ρ_l masse volumique de l'eau liquide.

on peut donc réécrire le terme en $d\varepsilon$:

$$-1/\rho_l (\rho_v Cp_v (T - T_0) + \rho_v L(T_0) - \rho_v r_v T + \rho_a Cp_a (T - T_0) - \rho_a r_a T) \delta \tau_v / \delta t$$

qui est négligeable devant le terme : $C_l (T - T_0) \delta \tau_v / \delta t$

En supposant l'air et la vapeur d'eau parfaits, on écrit :

$$\varepsilon T(r_v \delta \rho_v / \delta t + r_a \delta \rho_a / \delta t) = \varepsilon \delta(p_v + p_a) / \delta t = \varepsilon \delta p_T / \delta t \quad (\text{IV.17})$$

Par hypothèse la pression totale de la phase gazeuse étant supposée constante et uniforme, la forme finale de la variation de l'énergie interne volumique dans le temps est :

$$\delta e / \delta t = \underbrace{C' \delta T / \delta t}_{\text{terme de stock de chaleur sensible}} + \underbrace{L(T) \varepsilon \delta \rho_v / \delta t - h^m \delta \tau_v / \delta t + Cp_a (T - T_0) \nabla g_a + C_l (T - T_0) \nabla (g_v + g_l)}_{\text{termes liés au changement de phase local} \quad \text{termes de transport de chaleur sensible}} \quad (\text{IV.18})$$

4.2.4. L'EQUATION DE CONSERVATION DE L'ENERGIE :

Les équations (III.6) et (III.8) conduisent à :

$$\delta e / \delta t = \nabla g_c = \nabla (\lambda^* \nabla T + h_v g_v + h_l g_l + h_a g_a) \quad (\text{IV.19})$$

en écrivant

$$h_a = Cp_a (T - T_0) \quad (\text{IV.20})$$

$$h_v = Cp_v (T - T_0) + L(T_0) = C_l (T - T_0) + L(T) \quad (\text{IV.21})$$

$$h_l = C_l (T - T_0) - 1/\rho_l \int_0^{T_v} h^m d\tau_v \quad (\text{IV.22})$$

on obtient

$$\begin{aligned} \delta e / \delta t &= C' \delta T / \delta t + L(T) \varepsilon \delta \rho_v / \delta t - h^m \delta \tau_v / \delta t \\ &= \nabla (\lambda^* \nabla T) + L(T) \nabla g_v + (Cp_v g_v + Cp_a g_a + C_l g_l) \nabla T \quad (\text{IV.23}) \end{aligned}$$

Le terme de convection : $(C_{pv} g_v + C_{pa} g_a + C_l g_l) \nabla T$ est négligeable (Thèse de PERRE [128]).

Ainsi, l'équation de conservation de la chaleur se résume à :

$$C' \delta T / \delta t + L(T) \varepsilon \delta \rho_v / \delta t - h^m \delta \tau_v / \delta t = \nabla (\lambda^* \nabla T) + L(T) \nabla g_v \quad (IV.24)$$

4.3. LE SYSTEME D'EQUATIONS RESULTANT :

Dans la limite des hypothèses admises précédemment, on peut modéliser les transferts de chaleur et d'humidité au travers d'un matériau par le système d'équations aux dérivées partielles suivant :

$$\begin{cases} \varepsilon \delta \rho_v / \delta t + \delta \tau_v / \delta t = \nabla [(\pi^*_v / p_T + k_n + \rho_l K_l r_v T / p_v) \nabla p_v + K_l r_v \rho_l (\ln HR - L(T) / r_v T) \nabla T] \\ C' \delta T / \delta t + \varepsilon L(T) \delta \rho_v / \delta t - h^m \delta \tau_v / \delta t = \nabla (\lambda^* \nabla T) + L(T) \nabla [(\pi^*_v / p_T + k_n) \nabla p_v] \end{cases} \quad (IV.25)$$

. La loi des gaz parfaits, permet d'écrire :

$$d\rho_v = 1/r_v T dp_v - p_v/(r_v T^2) dT \quad (IV.26)$$

L'équation d'état que traduit le réseau d'isothermes de sorption permet d'écrire avec les notations habituelles de la thermodynamique :

$$(\delta \tau_v / \delta T)_{p_v} (\delta T / \delta p_v)_{T_v} (\delta p_v / \delta \tau_v)_T = -1 \quad (IV.27)$$

en écrivant :

$$(\delta \tau_v / \delta p_v)_T = \alpha_T$$

α_T pente de l'isotherme de sorption à la température T.

$$(\delta p_v / \delta T)_{T_v} = p_v (h^m + L(T)) / (r_v T^2)$$

on obtient :

$$(\delta \tau_v / \delta T)_{p_v} = - \alpha_T p_v (h^m + L(T)) / (r_v T^2) \quad (IV.28)$$

et on explicite la variation de τ_v avec la température et la pression partielle dans l'hypothèse de l'équilibre local par :

$$d\tau_v = \alpha_T dp_v - \alpha_T p_v (h^m + L(T))/(r_v T^2) dT \quad (IV.29)$$

On peut alors expliciter le système d'équations précédent en fonction des deux potentiels p_v et T :

$$(\epsilon/r_v T + \alpha_T) \delta p_v / \delta t - p_v / r_v T^2 (\epsilon + \alpha_T (h^m + L(T))) \delta T / \delta t = \quad (IV.30)$$

$$\nabla [(\pi_v^* / p_T + k_n + \rho_l K_l r_v T / p_v) \nabla p_v - \rho_l K_l L(T) / T \nabla T]$$

$$(\epsilon L(T) / r_v T - h^m \alpha_T) \delta p_v / \delta t + (C' + p_v / (r_v T^2)) (\alpha_T h^m (h^m + L(T)) - \epsilon L(T)) \delta T / \delta t = \quad (IV.31)$$

$$\nabla (\lambda^* \nabla T + L(T) (\pi_v^* / p_T + k_n) \nabla p_v)$$

Pour simplifier nous écrivons ce système sous la forme générique.

$$\begin{cases} b_1 \delta p_v / \delta t + b_2 \delta T / \delta t = \nabla (K_1 \nabla p_v + K_2 \nabla T) \\ b_3 \delta p_v / \delta t + b_4 \delta T / \delta t = \nabla (K_3 \nabla p_v + K_4 \nabla T) \end{cases} \quad (IV.32)$$

INTRODUCTION DES ORDRES DE GRANDEUR, SIMPLIFICATIONS :

. Même pour les faibles valeurs de α_T (de l'ordre de $10^{-2} \text{ kg/m}_3 \text{ Pa}$),

. **Pour les taux d'humidité élevés**, on peut considérer que l'ensemble de l'eau en masse est de nature capillaire. On peut alors utiliser la formule analytique pour estimer la chaleur de sorption h^m à partir des propriétés de la tension superficielle (voir l'équation (V.15) :

$$h^m = - \ln (HR) r_v T [1 - (T/\sigma)(d\sigma/dT)]$$

On trouve ainsi pour des humidités relatives de l'ordre de 98 %, h^m de l'ordre de 600 J/kg.

On peut par ailleurs estimer les pentes des isothermes de l'ordre de l'unité ($1 \text{ kg/m}_3 \text{ Pa}$), ce qui donne au terme $\alpha_T h^m$ un ordre de grandeur de 10^2 à 10^3 .

D'autre part, l'ordre de grandeur de $\varepsilon L(T)/r_v T$ est compris entre 1 et 10, et plutôt plus proche de 1 que de 10.

. **Pour les taux d'humidité plus faibles**, on peut estimer une valeur basse de la chaleur de sorption de l'ordre 10 000 J/kg et une valeur basse également de la pente des isothermes de l'ordre de 10^{-2} .

D'où, là encore un ordre de grandeur pour $h^m \alpha_T$ de l'ordre de 10^2 .

Ainsi,

- * pour les taux d'humidité élevés, $h^m \alpha_T \gg \varepsilon L(T)/r_v T$
- * pour les taux d'humidité faibles ou moyens dans un matériau à base végétale $h^m \alpha_T \gg \varepsilon L(T)/r_v T$
- * pour les taux d'humidité faibles ou moyens dans un matériau à base minérale $h^m \alpha_T$ et $\varepsilon L(T)/r_v T$ sont du même ordre de grandeur.

D'autre part :

- * Pour les taux d'humidité élevés, on peut toujours négliger h^m devant $L(T)$.
- * Quelque soit le taux d'humidité on peut négliger $\varepsilon L(T)$ devant $\alpha_T h^m$ ($h^m + L(T)$).
- * Pour les taux d'humidité élevés on peut négliger $\pi_v^*/p_T + k_n$ devant K_1 et $r_v T/p_v$

Ce qui donne en fin de compte pour un **taux d'humidité faible ou moyen** :

$$b_1 = \alpha_T$$

$$b_2 = - \alpha_T p_v / r_v T^2 (h^m + L(T))$$

$$K_1 = \pi_v^* / p_T + k_n + \rho_l K_l r_v T / p_v$$

$$K_2 = - \rho_l K_l L(T) / T$$

$$b_3 = - h^m \alpha_T + \varepsilon L(T) / r_v T$$

$$b_4 = C' + (\alpha_T p_v / r_v T^2) h^m (h^m + L(T))$$

$$K_3 = L(T) (\pi_v^* / p_T + k_n)$$

$$K_4 = \lambda^*$$

et, dans l'hypothèse d'un **taux d'humidité élevé** :

$$b_1 = \alpha_T$$

$$b_2 = - \alpha_T p_v / r_v T^2 L(T)$$

$$K_1 = \rho_1 K_1 r_v T / p_v$$

$$K_2 = - \rho_1 K_1 L(T) / T$$

$$b_3 = - h^m \alpha_T$$

$$b_4 = C' + (\alpha_T p_v / r_v T^2) h^m L(T)$$

$$K_3 = L(T) (\pi_v^* / p_T + k_n)$$

$$K_4 = \lambda^*$$

4.4. COMPARAISON AU FORMALISME DE DE VRIES :

* Depuis plus de trente ans le modèle de PHILIPP et DE VRIES constitue une référence bien connue. Il nous a alors semblé intéressant d'appliquer la méthode de changement de variables exposés au chapitre III pour comparer notre modèle à cette référence.

4.4.1. DETERMINATION DES COEFFICIENTS DE DE VRIES :

Le modèle présenté au paragraphe précédent appliqué à un matériau hygroscopique admet les mêmes hypothèses que celles admises par PHILIPP et DE VRIES. On peut donc conclure que ce sont deux expressions du même modèle conceptuel. On peut donc réexpliciter les coefficients de ce dernier modèle en fonction des cinq paramètres apparaissant dans le notre, à savoir :

$$\lambda^*, \pi_v^*, K_l, h^m, \alpha_T$$

En notant θ le taux d'humidité volumique (en $\text{m}^3\text{H}_2\text{O}/\text{m}^3_{\text{mat}}$) le modèle de PHILIPP et DE VRIES s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} b_1^{\text{DV}} \delta\theta/\delta t + b_2^{\text{DV}} \delta T/\delta t &= \nabla (K_1^{\text{DV}} \nabla \theta + K_2^{\text{DV}} \nabla T) \\ b_3^{\text{DV}} \delta\theta/\delta t + b_4^{\text{DV}} \delta T/\delta t &= \nabla (K_3^{\text{DV}} \nabla \theta + K_4^{\text{DV}} \nabla T) \end{aligned} \quad (\text{IV.33})$$

L'application des principes énoncés au chapitre III donne :

$$\begin{aligned} P_1 &= (\delta p_v / \delta \theta)_T & P_3 &= (\delta T / \delta \theta)_T = 0 \\ P_2 &= (\delta p_v / \delta T)_\theta & P_4 &= (\delta T / \delta T)_\theta = 1 \end{aligned}$$

θ est lié au taux volumique τ_v par $\theta = \tau_v / \rho_1$

Ainsi :

$$P_1 = \rho_1 / \alpha_T$$

$$P_2 = p_v (h^m + L(T)) / (r_v T^2)$$

d'où la matrice de passage

$$P = \begin{bmatrix} \rho_1 / \alpha_T & 0 \\ p_v (h^m + L(T)) / (r_v T^2) & 1 \end{bmatrix}$$

On trouve alors :

$$b_1^{DV} = \rho_1$$

$$b_2^{DV} = p_v \alpha_T (h^m + L(T)) / (r_v T^2) - \alpha_T p_v (h^m + L(T)) / (r_v T^2) = 0$$

$$K_1^{DV} = (\rho_1 / \alpha_T) (\pi_v^* / p_T + k_n + \rho_1 K_1 r_v T / p_v)$$

$$K_2^{DV} = \frac{h^m + L(T)}{r_v T^2} p_v \left(\frac{\pi_v^*}{p_T} + k_n \right) + \rho_1 K_1 \frac{h^m}{T}$$

$$b_3^{DV} = (\rho_1 / \alpha_T) (\epsilon L(T) / (r_v T) - h^m \alpha_T)$$

$$b_4^{DV} = C' + \frac{\epsilon L(T)}{r_v T} p_v \frac{h^m + L(T)}{r_v T^2}$$

$$K_3^{DV} = (\rho_1 L(T) / \alpha_T) (\pi_v^* / p_T + k_n)$$

$$K_4^{DV} = \lambda^* + \frac{h^m + L(T)}{r_v T^2} p_v L(T) \left(\frac{\pi_v^*}{p_T} + k_n \right)$$

Rappelons le modèle de DE VRIES donné par BORIES [40] en négligeant l'effet de la gravité.

$$\delta\theta/\delta t = \nabla (D_\theta \nabla \theta + D_T \nabla T)$$

$$(\rho C^*) \delta T/\delta t = \nabla ((\lambda^* + \rho_1 L(T) D_{Tv}) \nabla T + \rho_1 L(T) D_{\theta v} \nabla \theta)$$

, le terme $(\rho c)^*$ qui apparait dans l'équation de la chaleur est strictement équivalent au terme c' de notre modèle.

En multipliant les deux membres de la première équation par ρ_1 , on vérifie :

$$\rho_1 b_1^{DV} = \rho_1$$

$$\rho_1 b_2^{DV} = 0$$

$$\rho_1 D_\theta = (\rho_1/\alpha_T)(\pi_v^*/p_T + k_n + \rho_1 K_1 r_v T/p_v)$$

$$\rho_1 D_T = \frac{h^m + L(T)}{r_v T^2} p_v \left(\frac{\pi_v^*}{p_T} + k_n \right) + \rho_1 K_1 \frac{h^m}{T}$$

En séparant l'influence des phases liquide et vapeur on obtient plus précisément :

$$D_{\theta v} = (1/\alpha_T) (\pi_v^*/p_T + k_n)$$

$$D_{\theta l} = \rho_1 K_1 r_v T/(p_v \alpha_T)$$

$$D_{Tv} = \frac{h^m + L(T)}{r_v T^2} \frac{p_v}{\rho_1} \left(\frac{\pi_v^*}{p_T} + k_n \right)$$

$$D_{Tl} = K_1 h^m/T$$

On vérifie alors dans l'équation de la chaleur la bonne concordance entre les coefficients déduits par changement de variables et ceux exprimés par DE VRIES.

$$K_3^{DV} = \rho_1 L(T) D_{\theta v}$$

$$K_4^{DV} = \lambda^* + \rho_1 L(T) D_{Tv}$$

Cependant la transformation fait apparaître un terme dynamique supplémentaire :

$$t_{\text{sup}} = \left(\frac{\varepsilon L(T)}{I_v T} P_v \frac{h^m + L(T)}{I_v T^2} \right) \frac{\delta T}{\delta t} + \frac{\rho_l}{\alpha_T} \left(\frac{\varepsilon L(T)}{I_v T} - h^m \alpha_T \right) \frac{\delta \theta}{\delta t}$$

$$= (b_4^{\text{DV}} - C') \frac{\delta T}{\delta t} + b_3^{\text{DV}} \frac{\delta \theta}{\delta t}$$

Pour arriver à la formulation donnée précédemment, l'auteur admet une hypothèse supplémentaire ; il néglige la puissance locale introduite par le terme de chaleur latente, hypothèse que nous n'avons pas retenue.

On écrit cette hypothèse :

$$L(T) \delta(\varepsilon \rho_v) / \delta t \ll C' \delta T / \delta t$$

Montrons alors que la différence entre les équations données par BORIES et celles obtenues par notre transformation correspond bien cette différence entre les hypothèses.

On peut en effet développer :

$$\delta(\varepsilon \rho_v) / \delta t = \varepsilon \delta \rho_v / \delta t + \rho_v \delta \varepsilon / \delta t$$

En notant : $\varepsilon = \varepsilon_0 - \theta$

et en utilisant la loi des gaz parfaits : $\rho_v = p_v / I_v T$

et les relations d'équilibre entre p_v , T et θ on obtient

$$\frac{\delta(\varepsilon \rho_v)}{\delta t} = \frac{\rho_l}{\alpha_T} \left(\frac{\varepsilon}{I_v T} - \frac{p_v \alpha_T}{\rho_l I_v T} \right) \frac{\delta \theta}{\delta t} + \frac{\varepsilon p_v}{I_v T^2} \left(\frac{h^m + L(T)}{I_v T} - 1 \right) \frac{\delta T}{\delta t}$$

. En négligeant 1 devant $h^m + L(T)/(r_v T)$

. en négligeant $\alpha_T \rho_v / \rho_l$ devant $\varepsilon / (r_v T)$ on obtient

$$\frac{\delta(\varepsilon \rho_v)}{\delta t} = \frac{\varepsilon \rho_l}{\alpha_T r_v T} \frac{\delta \theta}{\delta t} + \frac{\varepsilon \rho_v}{r_v T} \frac{h^m + L(T)}{r_v T^2} \frac{\delta T}{\delta t}$$

On remarque immédiatement que :

$$L(T) \delta(\varepsilon \rho_v) / \delta t = t_{\text{sup}} + \rho_l h^m \delta \theta / \delta t \neq t_{\text{sup}}$$

Et par conséquent, le système que nous déterminons par notre procédure de changement de variables correspond strictement à un système de DE VRIES dans lequel on ne ferait pas l'hypothèse

$$L(T) \delta(\varepsilon \rho_v) / \delta t \ll C' \delta T / \delta t$$

On peut compléter cette remarque en précisant que cette hypothèse à pour but essentiel d'expliciter le taux de changement de phase défini par LUIKOV [103] et de lever ainsi l'indétermination expérimentale qui résulte systématiquement de son utilisation.

Nous venons de montrer que la séparation formelle du flux de vapeur et du flux liquide permet de lever cette indétermination.

Ceci n'a cependant de sens concret que si nous sommes en mesure d'obtenir cette séparation au niveau de la mesure afin de déterminer expérimentalement et directement (c'est à dire sans recourir à des "ajustements" numériques globaux) les coefficients phénoménologiques introduits. C'est la question qui est abordée au prochain chapitre.

QUELQUES REMARQUES :

- * le modèle que nous avons développé est strictement équivalent au modèle de DE VRIES lorsqu'on l'applique à des matériaux hygroscopiques, mais le choix de variables est plus judicieux :
 - . les potentiels de transfert utilisés sont continus dans l'épaisseur des parois multicouches, ce qui n'est pas le cas du taux d'humidité.
 - . le modèle s'applique également aux matériaux non hygroscopiques.

- * Tous les modèles de transferts couplés de chaleur et d'humidité peuvent être par notre méthode comparés les uns aux autres. L'estimation de la validité théorique est ainsi facilitée. Le problème majeur à résoudre est cependant la détermination expérimentale des coefficients de transfert.

- * De l'équivalence entre modèles résulte une équivalence entre coefficients ce qui permet de ne mesurer que les paramètres les plus accessibles dans les conditions hygrothermiques concernées et recomposer les coefficients du modèle à partir de ces mesures.

**DETERMINATION DES COEFFICIENTS DU MODELE :
POSSIBILITES EXPERIMENTALES**

INTRODUCTION :

Dans le modèle que nous proposons apparaissent cinq coefficients indépendants que l'on devra déterminer expérimentalement. Il s'agit de la conductivité thermique, de la pente de l'isotherme de sorption, de la chaleur de sorption, et des perméabilités liquide et vapeur. Ces cinq données fondamentales dépendent fortement des conditions hygrothermiques.

La conductivité thermique des matériaux humides a fait l'objet de nombreuses études suscitant la mise au point de méthodes de mesure aujourd'hui classiques adaptées aux modèles développés, notamment celui de PHILIPP et DE VRIES. Dans ce chapitre, nous décrirons sommairement ces méthodes et tenterons d'en estimer la validité dans leur application au modèle que nous proposons.

Comme nous l'avons énoncé précédemment, la pente de l'isotherme de sorption joue un rôle essentiel dans le dynamique des transferts d'humidité. A notre connaissance aucune méthode ne permet aujourd'hui de la mesurer directement et nous l'obtiendrons par conséquent par dérivation de l'isotherme, bien que cette méthode soit considérée très imprécise.

Nous exposerons ensuite quelques méthodes permettant l'obtention de la chaleur de sorption en indiquant leurs limites ou les difficultés de mise en oeuvre qu'elles induisent.

Nous examinerons ensuite quelques voies expérimentales permettant la détermination des perméabilités.

5.1. MESURE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DES MATERIAUX HUMIDES :

5.1.1. LE COEFFICIENT λ^* DU MODELE :

Tel qu'il a été établi, ce coefficient représente la conductivité "pure" du matériau humide. Il exclut les échanges de chaleur sensible au travers du matériau dûs aux transferts des phases ainsi que la production locale de chaleur latente.

On exprime ainsi la densité de flux de chaleur par :

$$g_C = \lambda^* \nabla T + h_v g_v + h_l g_l \quad (V.1)$$

Avec h_v, h_l enthalpies massiques de la vapeur et du liquide

g_v, g_l densités de flux massiques de vapeur et de liquide.

On écrit alors :

$$h_v = C_l (T - T_0) + L(T)$$

$$h_l = C_l (T - T_0)$$

D'où :

$$g_C = \lambda^* \nabla T + C_l (T - T_0) g_h + L(T) g_v \quad (V.2)$$

avec g_h densité de flux d'humidité ($g_h = g_v + g_l$)

Certains auteurs introduisent à ce niveau le modèle dû à DE VRIES dans lequel les flux d'humidité sont décrits par :

$$g_v = \rho_l (D_{\theta v} \nabla \theta + D_{Tv} \nabla T) \quad (V.3)$$

$$g_l = \rho_l (D_{\theta l} \nabla \theta + D_{Tl} \nabla T)$$

et admettent que pendant la durée de la mesure (supposée suffisamment courte) le flux total d'humidité reste nul ($g_h = 0$) et le taux d'humidité reste uniforme ($\nabla \theta = 0$).



L'expression de la densité de flux de chaleur se résume alors à :

$$g_c = (\lambda^* + \rho_l D_{TV} L(T)) \nabla T.$$

d'où ils déduisent que seul le coefficient global $\lambda^* + \rho_l D_{TV} L(T)$ appelé conductivité apparente est directement mesurable et que par conséquent la détermination exacte de λ^* est bien difficile.

Il nous semble que l'hypothèse du flux total nul, chacune de ses composantes (liquide et vapeur) ne l'étant pas est bien difficile à admettre. Et tous les développements que nous avons pu lire ne nous ont pas paru de nature à éclaircir le véritable problème qui reste à nos yeux de savoir si la conductivité mesurée par les méthodes rapides (bande chaude [50], sonde à choc thermique [120], méthode flash [127]) est vraiment éloignée du λ^* du modèle.

Afin de tenter de répondre à cette interrogation, nous avons mené une étude visant à estimer les ordres de grandeur des phénomènes qui "parasitent" la mesure de la conductivité thermique.

Si pendant un essai il y a évaporation ou condensation, il apparaîtra des sources ou des puits d'énergie interne, (par la mise en jeu des chaleurs latentes), qui modifieront la capacité thermique du matériau étudié.

Si les phases se mettent en mouvements, elles généreront un flux de chaleur qui s'ajoutera ou se retranchera du flux conductif.

Le but de notre étude est d'estimer les ordres de grandeur de ces éléments "perturbateur" de la mesure et de les comparer dans le premier cas à la chaleur volumique et dans le second cas à la conductivité thermique.

. Création d'énergie interne par changement d'état :

La variation de l'énergie interne due aux évaporations/condensation s'exprime par :

$$\delta e / \delta t = h \delta \rho_v / \delta t \quad (V.4)$$

avec : $h = h^m + L(T)$ chaleur totale de sorption (J/kg)

ρ_v = densité partielle de la vapeur d'eau (kg/m³)

La vapeur étant supposée un gaz parfait,

$$\delta \rho_v / \delta t = 1 / r_v T \delta p_v / \delta t - p_v / r_v T^2 \delta T / \delta t \quad (V.5)$$

la loi de CLAPEYRON $1/p_v dp_v = h/r_v T^2 dT$ permet alors d'écrire :

$$\delta e / \delta t = h p_v / [r_v T^2] (h / r_v T - 1) \delta T / \delta t = C_1 \delta T / \delta t \quad (V.6)$$

Le coefficient C_1 doit être comparé à la chaleur volumique du matériau humide.

En supposant : $h \# 3.10^6 \text{ J/kg}$ ($L(T) \# 2.10^6$ et $h^m \# 1.10^6$)

$p_v \# 2.10^3 \text{ Pa}$

$T \# 3.10^2 \text{ K}$

$r_v \# 5.10^2 \text{ J/(kg.K.)}$

on trouve $C_1 \# 3.10^3 \text{ J/m}^3$ à comparer à ρc qui est plutôt de l'ordre de 10^5 J/m^3 . Ainsi $C_1 \ll \rho c$ et la production de chaleur latente ne peut pas perturber d'une manière significative la mesure de la conductivité thermique des matériaux humides quand la mesure fait appel à des processus instationnaires (sonde à choc etc...)

. Flux de chaleur introduit par le mouvement des phases :

L'influence de la chaleur latente ayant été décrite, on peut se limiter ici à l'étude des chaleurs sensibles.

On écrit alors :

$$g_c = \lambda^* \nabla T + C_v \Delta T g_v + C_1 \Delta T g_l \quad (V.7)$$

avec

$$g_v = \pi_v^* / p_T \nabla p_v$$

$$g_l = K_l \nabla p_c$$

en écrivant la loi de CLAPEYRON et la loi de KELVIN et en remarquant que :

$$\nabla p_c = (\delta p_c / \delta p_v)_T \nabla p_v + (\delta p_c / \delta T)_{p_v} \nabla T$$

on réécrit (V.7)

$$\begin{aligned} g_c &= (\lambda^* + C_v \Delta T \pi_v^* / p_T) (p_v h / r_v T^2) + \\ &C_1 K_1 \rho_1 \Delta T [(h - L(T)) / T + r_v \ln HR] \nabla T \\ &= (\lambda^* + \lambda_1 + \lambda_2) \nabla T \end{aligned}$$

En admettant les ordres de grandeurs donnés précédemment auxquels on ajoute :

$$C_v, C_1 \# 10^3 \text{ J/kg.K}$$

$$\pi_v^* / p_T \# 2 \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

$$\Delta T \# 10 \text{ K}$$

on trouve :

$$\lambda_1 \# 10^{-5} \ll \lambda^*$$

$$\lambda_2 \# 5 \cdot 10^9 K_1$$

Ainsi, pour les ordres de grandeurs cités, on peut conclure que tant que K_1 reste inférieur à 10^{-12} s , la valeur mesurée de λ^* est très proche de sa valeur théorique.

Pour des valeurs plus élevées de K_1 , l'ordre de grandeur du terme $(h - L(T)) / T + r_v \ln HR$ devra être fortement révisé à la baisse (les deux termes de la somme tendent vers 0 quand le taux d'humidité, donc K_1 augmente).

Nous verrons dans le paragraphe 3 de ce chapitre, que si l'on suppose que l'eau fixée au matériau est capillaire (ce qui constitue une hypothèse très raisonnable lorsque le taux d'humidité est élevé), on peut trouver une valeur analytique de $h^m = h - L(T)$ en fonction de HR :

$$h - L(T) = - (T/\sigma) \rho_l r_v T \ln HR (\sigma/T - d\sigma/dT) \quad (V.8)$$

Avec σ , tension superficielle en J/m²

Nous verrons également que l'on peut estimer :

$$\sigma \# 7.10^{-3} \text{ J/m}^2$$

$$d\sigma/dT \# - 1,33 \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2 \text{ K}$$

$$\text{Ce qui conduit à } h^m \# - 1,5.10^7 \ln HR \text{ J/kg}$$

Ainsi on peut estimer λ_2 pour les fortes valeurs de HR par

$$\lambda_2 \# - C_1 \Delta T \rho_l 5.10^4 \ln HR. K_1$$

Soit :

$$\lambda_2 \# - 5.10^{11} \ln HR. K_1$$

Ainsi, pour les valeurs élevées du taux d'humidité il faut s'assurer que

$$\frac{-5.10^{11} \ln HR K_1}{\lambda_{\text{mesuré}}} < 10^{-2}$$

pour que l'on puisse considérer que la valeur mesurée de la conductivité thermique est proche de la valeur théorique de λ^* . Dans les cas contraire, on peut obtenir une valeur raisonnable de λ^* en calculant directement.

$$\lambda^* = \lambda_{\text{mes}} + 5.10^{11} K_1 \ln HR$$

5.2. DETERMINATION DE LA PENTE DES COURBES D'EQUILIBRE ISOTHERME :

5.2.1. DETERMINATION DES COURBES D'EQUILIBRE ISOTHERME :

Faute d'une méthode de mesure directe, nous déterminons cette grandeur par la dérivation des courbes d'équilibre qui peuvent être obtenues par différentes méthodes suivant le taux d'humidité.

Pour les taux les plus faibles en équilibre avec des humidités relatives inférieures à 95 %, nous procéderons à des mesures de sorption. Le potentiel sera imposé par de l'air dont l'humidité est contrôlée. [12]

Pour des humidités relatives plus élevées, il devient difficile voire impossible d'assurer par ce moyen un contrôle suffisamment précis du potentiel hygrométrique ; la très forte augmentation du taux d'humidité d'équilibre pour des humidités relatives comprises entre 95 % et 100 %, montre que dans ce domaine où le contrôle de l'hygrométrie est délicat, une faible fluctuation de HR entraîne des variations importantes de la quantité d'eau fixée. La mesure précise de l'isotherme requiert d'autres méthodes expérimentales par lesquelles on imposera un potentiel capillaire en contrôlant la pression de l'air qui environne le matériau humide. La loi de KELVIN qui établit une correspondance entre ce potentiel capillaire et l'hygrométrie de l'air permet de présenter sur une même échelle les résultats obtenues par ces deux méthodes.

Le tableau suivant montre les ordre de grandeur des variations comparées de l'humidité relative et de la pression capillaire (illustrées par ailleurs sur la fig 10, chap. 1).

- Pc (bars)	HR (%)
0	100
0,1	99,993
1	99,93
10	99,26
50	96,37
100	92,98

La méthode la plus couramment employée pour maîtriser le potentiel capillaire est la méthode dite des plaques de succion. [108]. On trouve dans le commerce des appareils complets qui permettent d'imposer des potentiels variant de 0 à 100 bars avec des précisions relatives de l'ordre de quelques %. Il nous semble important à ce niveau de faire deux remarques :

. On peut obtenir un recouvrement entre cette méthode et la méthode de sorption (pour les humidités relatives comprises entre 93 % et 95 %).

. La loi de KELVIN permet d'exprimer les variations relatives de HR en fonction de celles de la pression capillaire pour une mesure isotherme.

$$p_c = \rho_l r_v T \ln HR \text{ donne en effet}$$

$$dp_c/p_c = d \ln HR / \ln HR$$

d'où finalement :

$$dHR/HR = \ln HR dp_c/p_c$$

L'application de cette expression à l'intervalle d'humidité relative [90 %, 100 %] et pour une précision relative des pressions capillaires de 10 % (ce qui constitue une estimation forte) est illustrée par la fig 18.

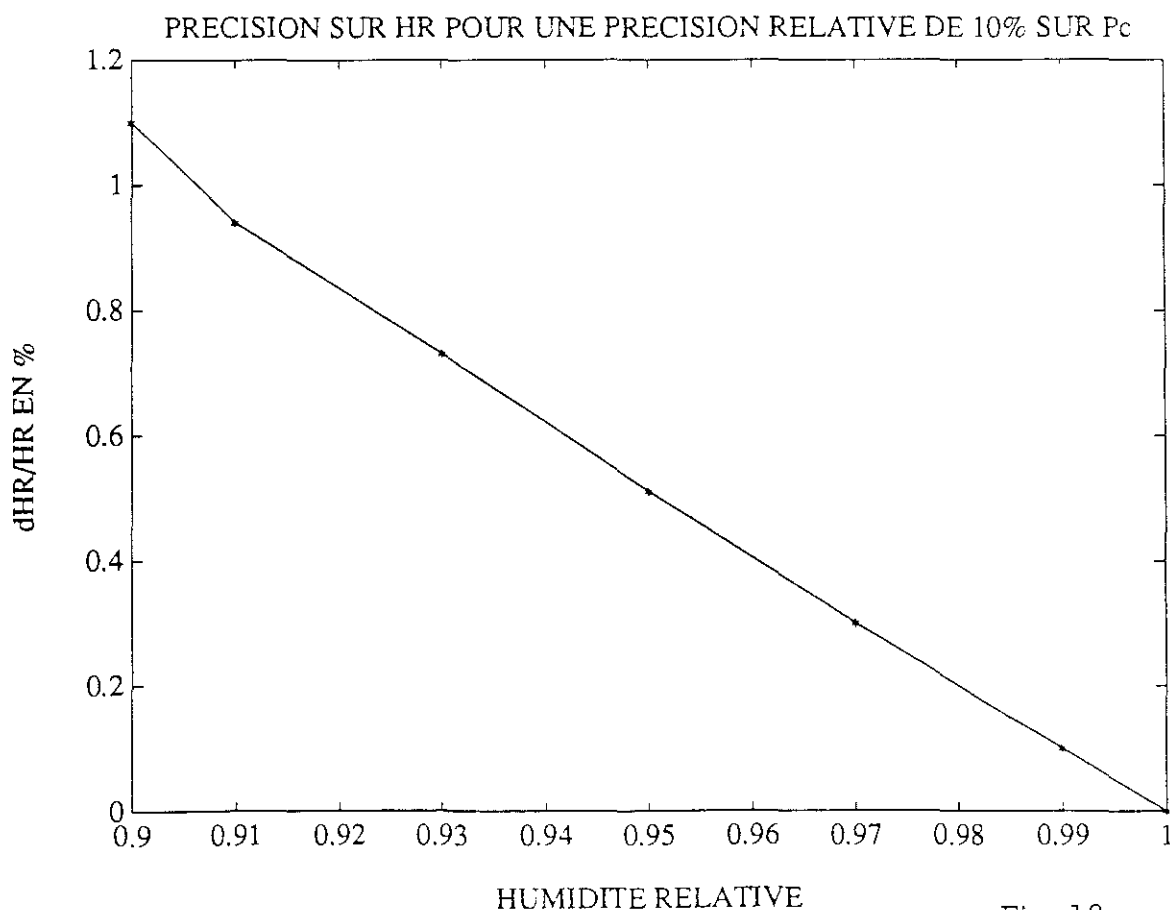


Fig. 18

Quelle que soit la méthode utilisée pour imposer le potentiel, la mesure du taux d'humidité s'effectue le plus souvent par gravimétrie.

Nous avons voulu constater la concordance des résultats obtenus par les deux méthodes en mesurant les isothermes de deux matériaux différents (de la vermiculite et du béton cellulaire).

Nous avons d'abord mesuré une courbe de sorption de chaque matériau pour les humidités relatives inférieures à 95 %. Puis, D. TESSIER de l'INRA a mesuré des courbes de succion sur des échantillons de ces mêmes matériaux pour des pressions capillaires imposées comprises entre 0 et 40 bars. Les résultats (fig 19 et 20) montrent en effet la bonne concordance des valeurs obtenues par ces deux méthodes.

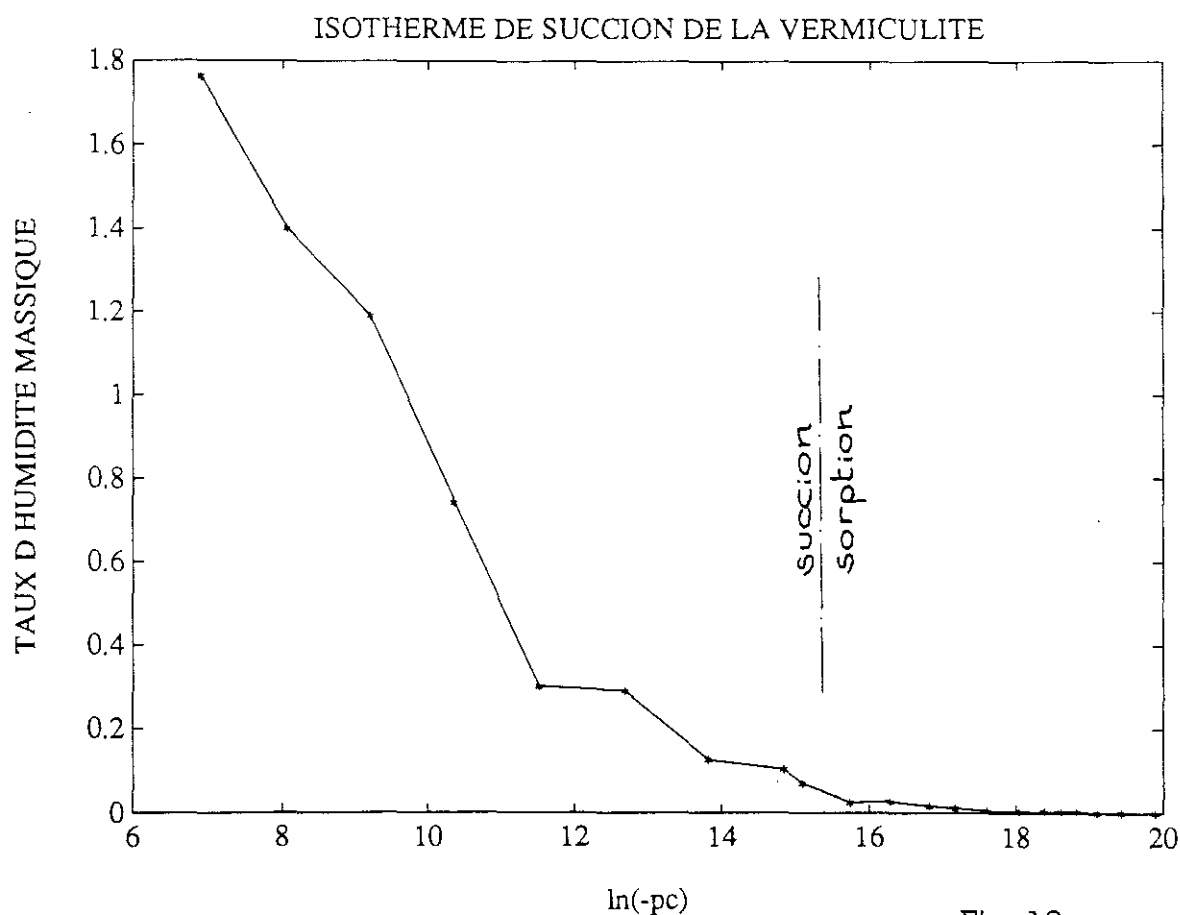


Fig. 19

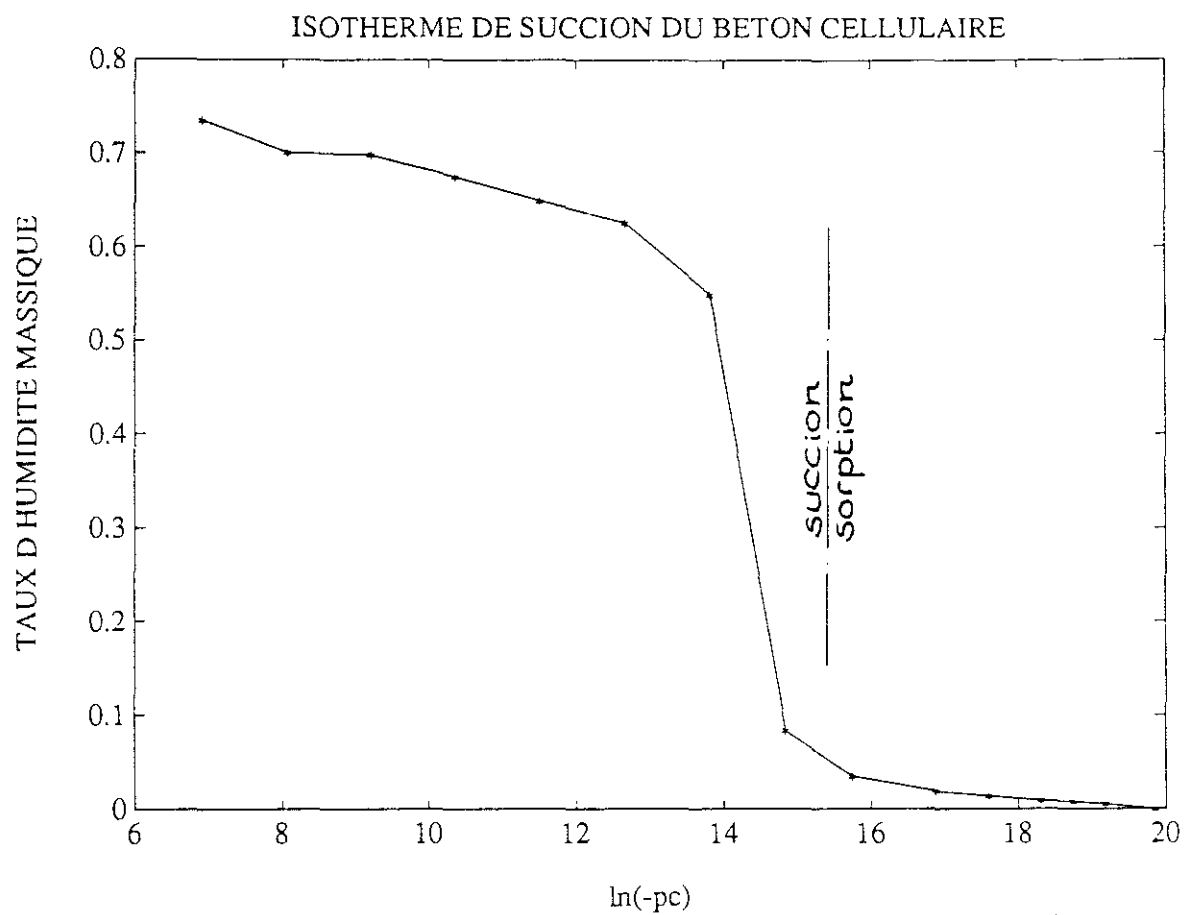


Fig. 20

5.2.2. DETERMINATION DE LA PENTE DES ISOTHERMES :

Il est toujours délicat de déterminer une grandeur physique par la dérivation d'une courbe expérimentale.

On sait en effet [130] que l'erreur relative sur une grandeur $P = \frac{dy}{dx}$

s'exprime par :

$$\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{2 \left[\frac{\Delta y^2}{Dy^2} + \frac{\Delta x^2}{Dx^2} \right]}$$

Avec : Dx et Dy les écarts en x et y qui servent à déterminer la pente.

Lorsque l'humidité relative est inférieure à 90 % nous pouvons tenter d'améliorer la précision d'obtention de la pente en approximant les résultats expérimentaux par une courbe de lissage correspondant à un modèle physique, en l'occurrence le modèle de GAB (décrit au chapitre 1).

Rappelons qu'il s'agit de trouver les coefficients polynomiaux α , β , γ qui permettent à la courbe $\tau_v/HR = \alpha HR^2 + \beta HR + \gamma$

d'approcher au mieux les points expérimentaux.

Sans pouvoir le démontrer rigoureusement, nous pensons que la base physique du modèle de GAB associée à la réalité expérimentale des points de mesure permet d'obtenir des valeurs de la pente plus fiables que celles résultant de la différentiation directe de la courbe mesurée.

Mise en application sur différents matériaux, cette méthode donne les résultats illustrés sur les fig 21 à 25.

Par contre, pour les valeurs plus élevées de l'humidité relative (supérieures à 90 %), l'approximation de GAB devient mal adaptée. Nous n'avons alors pas d'autre choix que la dérivation directe :

. de la courbe de sorption pour les valeurs de l'humidité relative inférieures à 95 %

. de la courbe de succion pour les valeurs supérieures en remarquant que :

$$(\delta\tau_v/\delta p_v)_T = (\delta\tau_v/\delta p_c)_T (\delta p_c/\delta p_v)_T = \rho_l r_v T/p_v (\delta\tau_v/\delta p_c)_T \quad (V.9)$$

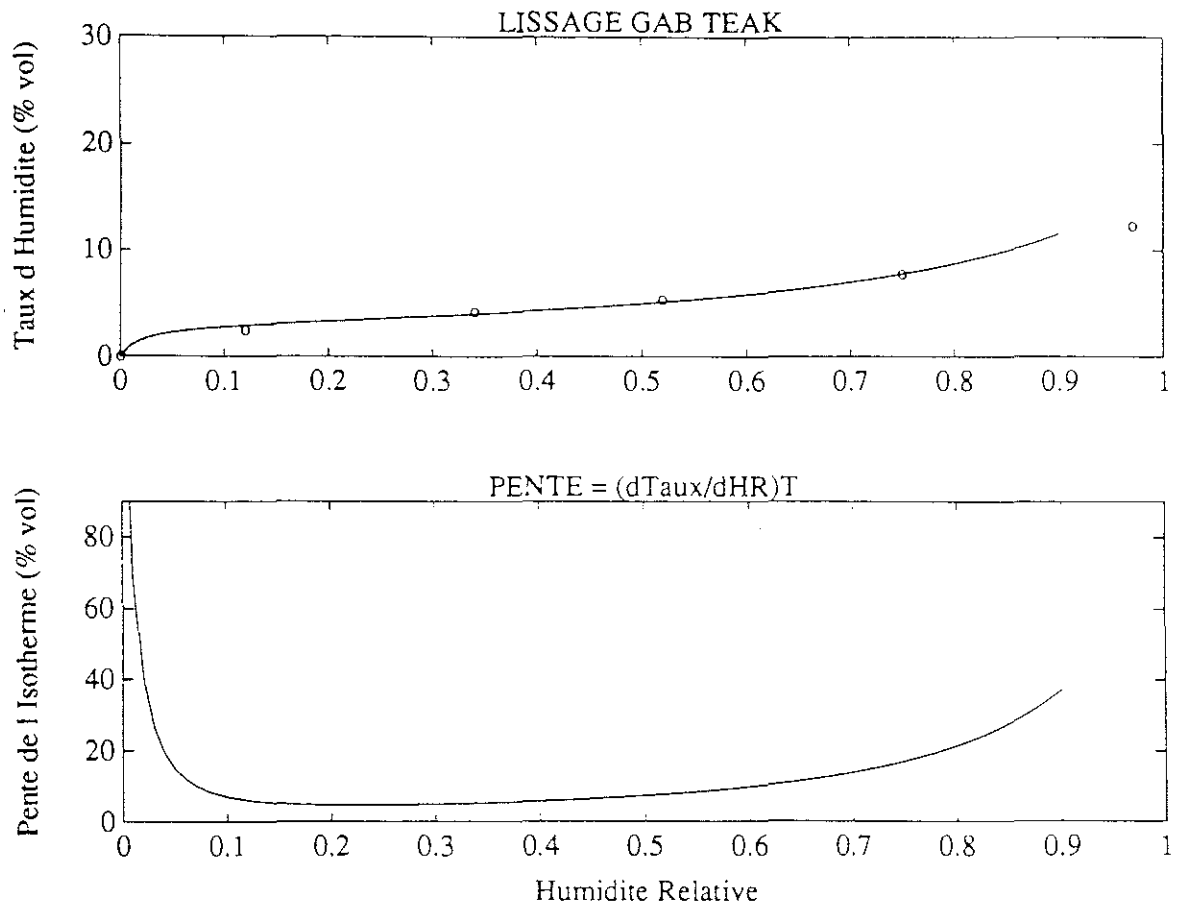


Fig. 21

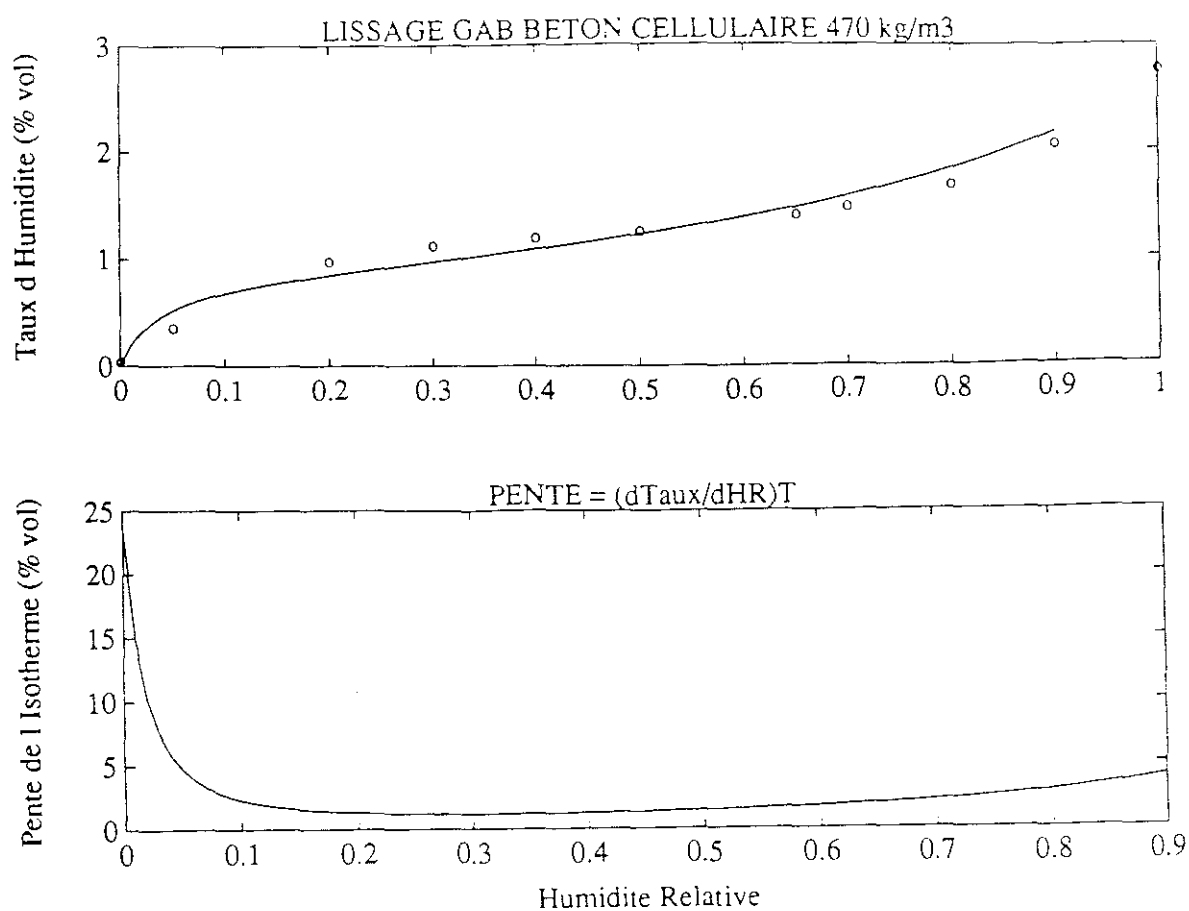


Fig. 22

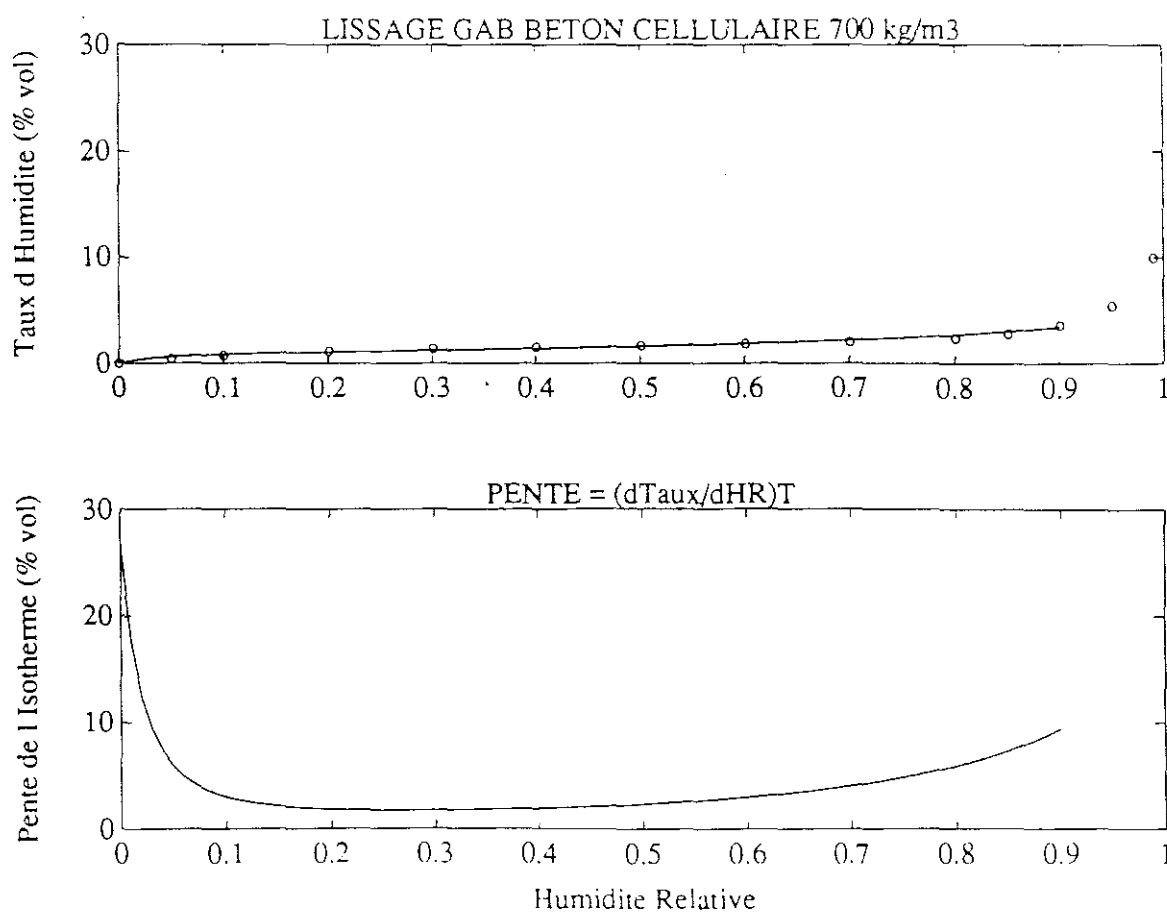


Fig. 23

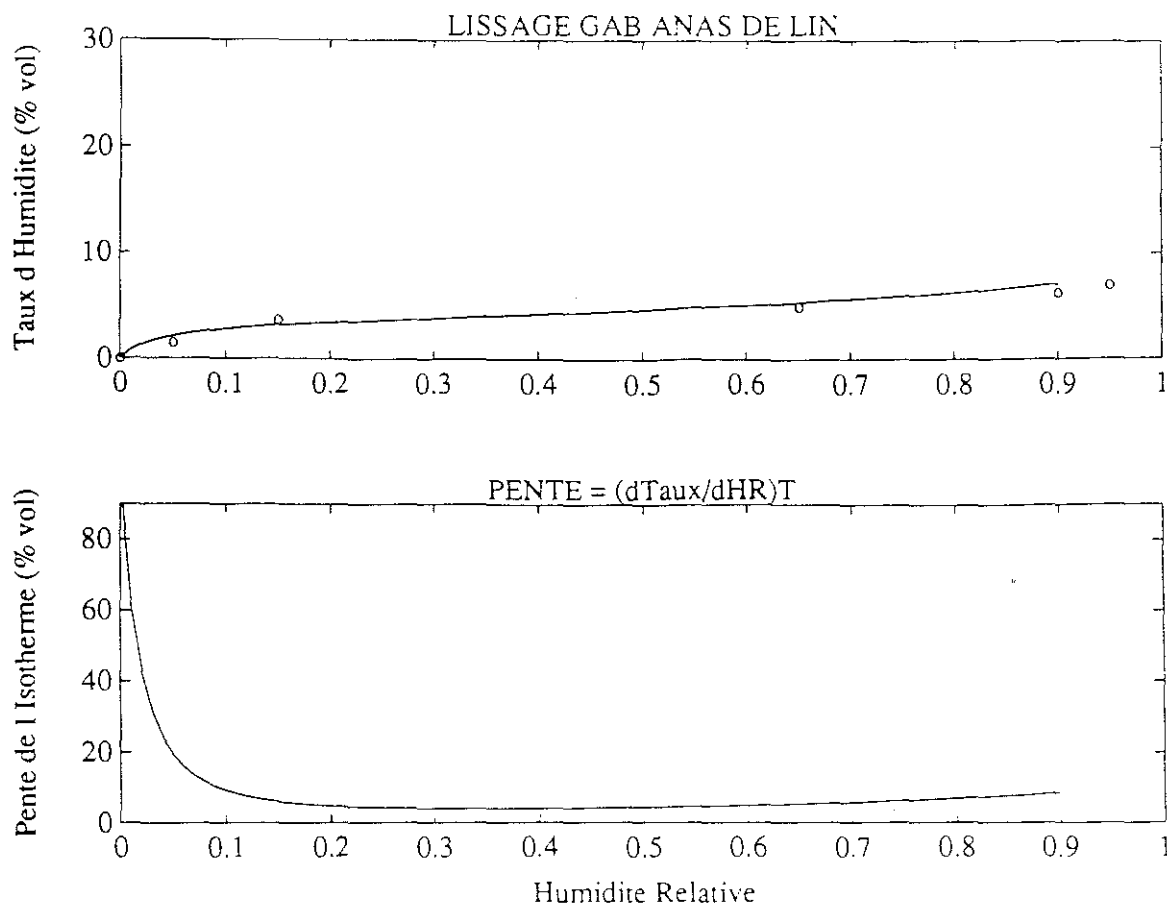


Fig. 24

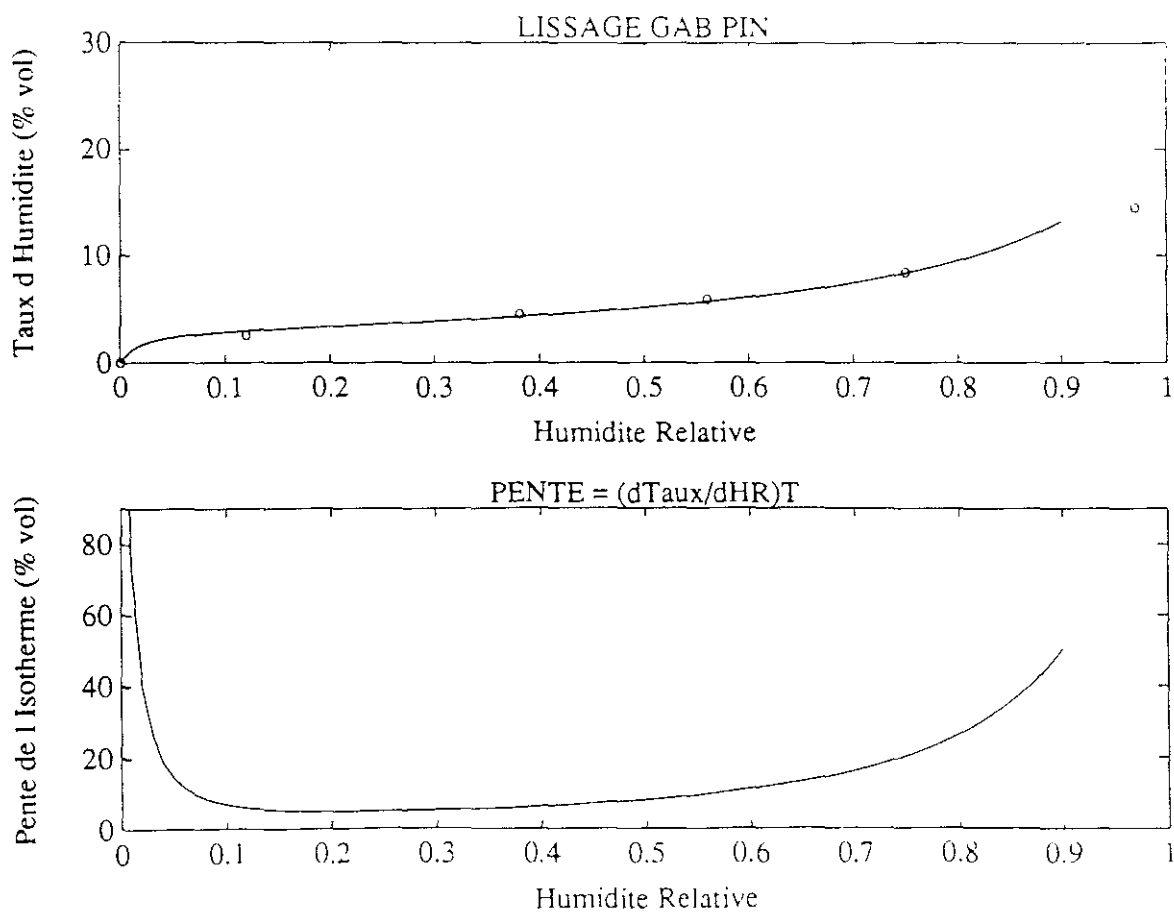


Fig. 25

5.3. DETERMINATION DE LA CHALEUR DE SORPTION :

5.3.1. LA MESURE DIRECTE PAR MICRO-CALORIMETRIE :

Les méthodes de mesure micro-calorimétriques de la chaleur de sorption de l'eau sur un solide ont été développées essentiellement dans les laboratoires de physico-chimie. Les matériaux étudiés sont généralement des physi-sorpteurs comme les zéolites [58, 59, 60].

Malgré notre recherche bibliographique thématique, nous n'avons pas pu trouver de résultats concernant les matériaux de construction courants.

Il est vrai que ces méthodes expérimentales sont rarement mises en oeuvre dans les centres de recherche du secteur de la construction et que les laboratoires universitaires, plus fondamentalistes, privilégient l'étude des transferts d'humidité dans le domaine des fortes teneurs en eau où la chaleur de sorption est négligeable.

Ce vide bibliographique semble donc explicable et justifie que l'on s'intéresse d'un point-de-vue pratique, plus particulièrement à la méthode de détermination indirecte, explicitée au paragraphe suivant.

5.3.2. LA MESURE INDIRECTE PAR LES ISOSTERES DE SORPTION :

L'équation :

$$h^m = - R_v [\delta \ln HR / \delta (1/T)]_{TV} \quad (V.10)$$

montre que l'on peut estimer la chaleur de sorption sur un matériau pour un taux d'humidité donné par la pente de la courbe de variation de $-r_v \ln HR$ en fonction de $1/T$.

Si l'on peut imaginer assez facilement une méthode de mesure spécifique (voir note), la méthode la plus courante consiste à tracer des courbes isostères à partir d'isothermes de sorptions obtenues à différentes températures. TVEIT [87] remarque que seuls les matériaux à base végétale présentent des isothermes dépendant sensiblement de la température. Les autres matériaux, et notamment ceux à base minérale, moins sensibles aux variations thermiques, présentent donc à priori des chaleurs de sorption relativement faibles.

Nous avons appliqué cette méthode aux courbes de TVEIT sur le pin et le teck (fig 26 et 27). Nous avons représenté sur les courbes 28 à 29 la variation de $-r_v \ln HR$ en fonction de $1/T$ pour différents taux d'humidité.

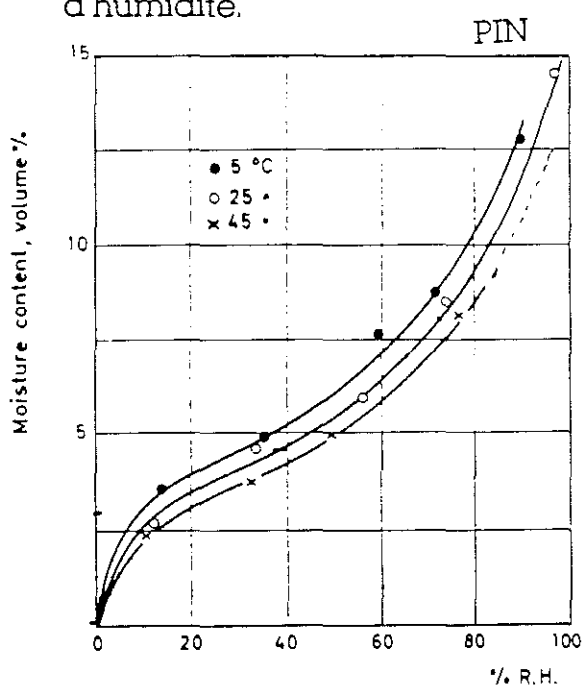


Fig. 26

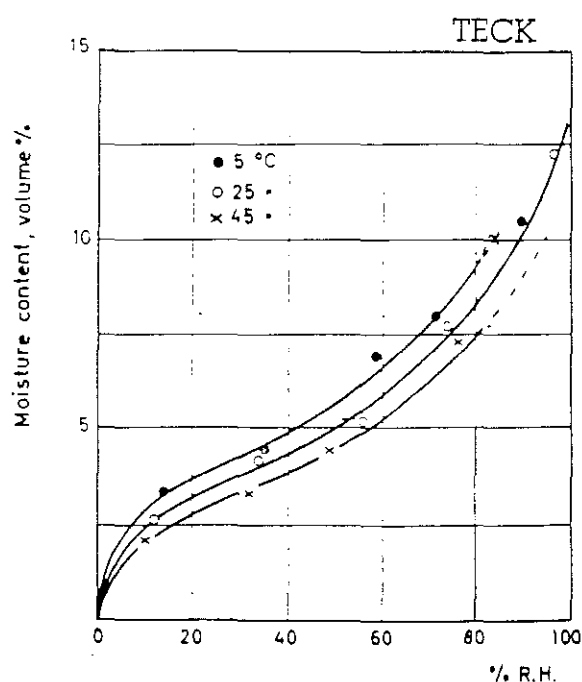


Fig. 27

NOTE

On peut en effet imaginer faire varier l'humidité relative dans un air dont la température varie afin de maintenir constant le poids d'un échantillon.

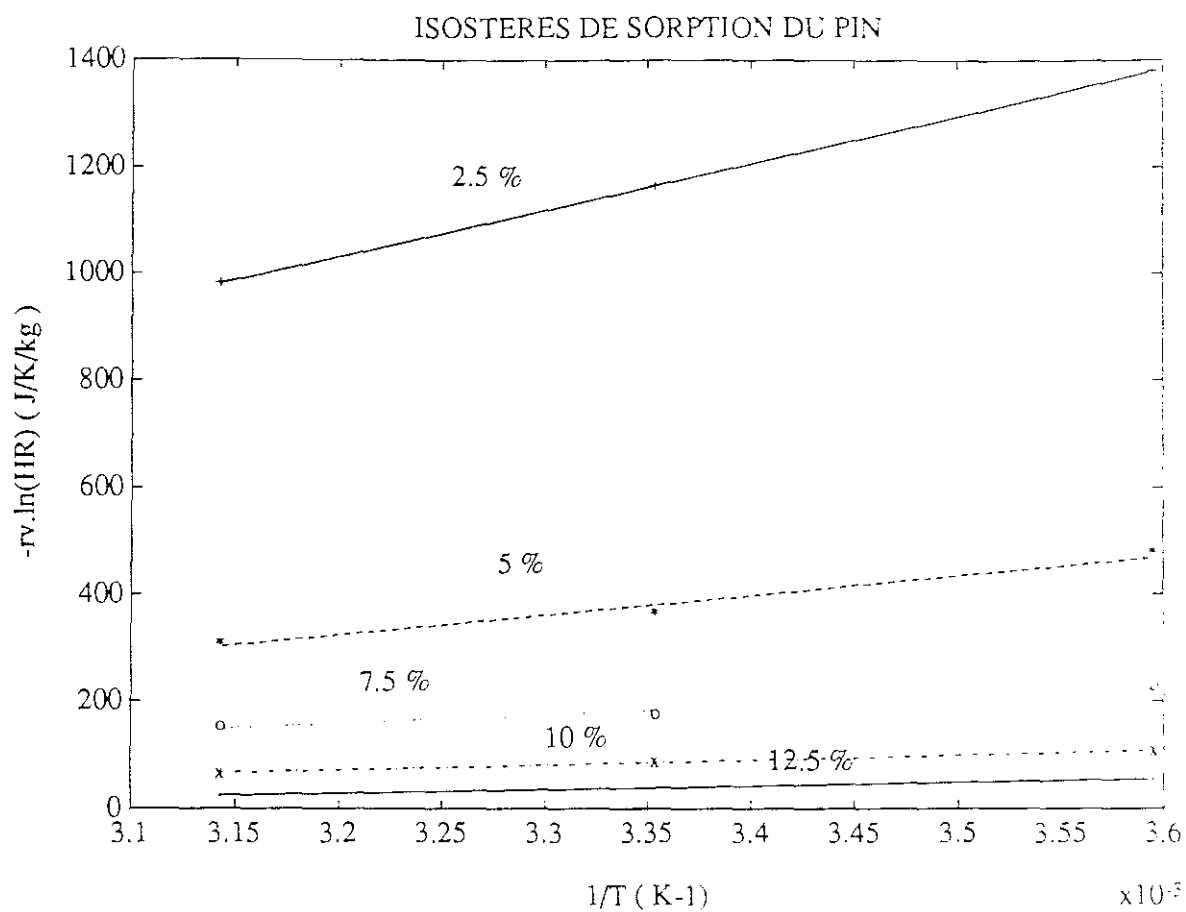


Fig. 28

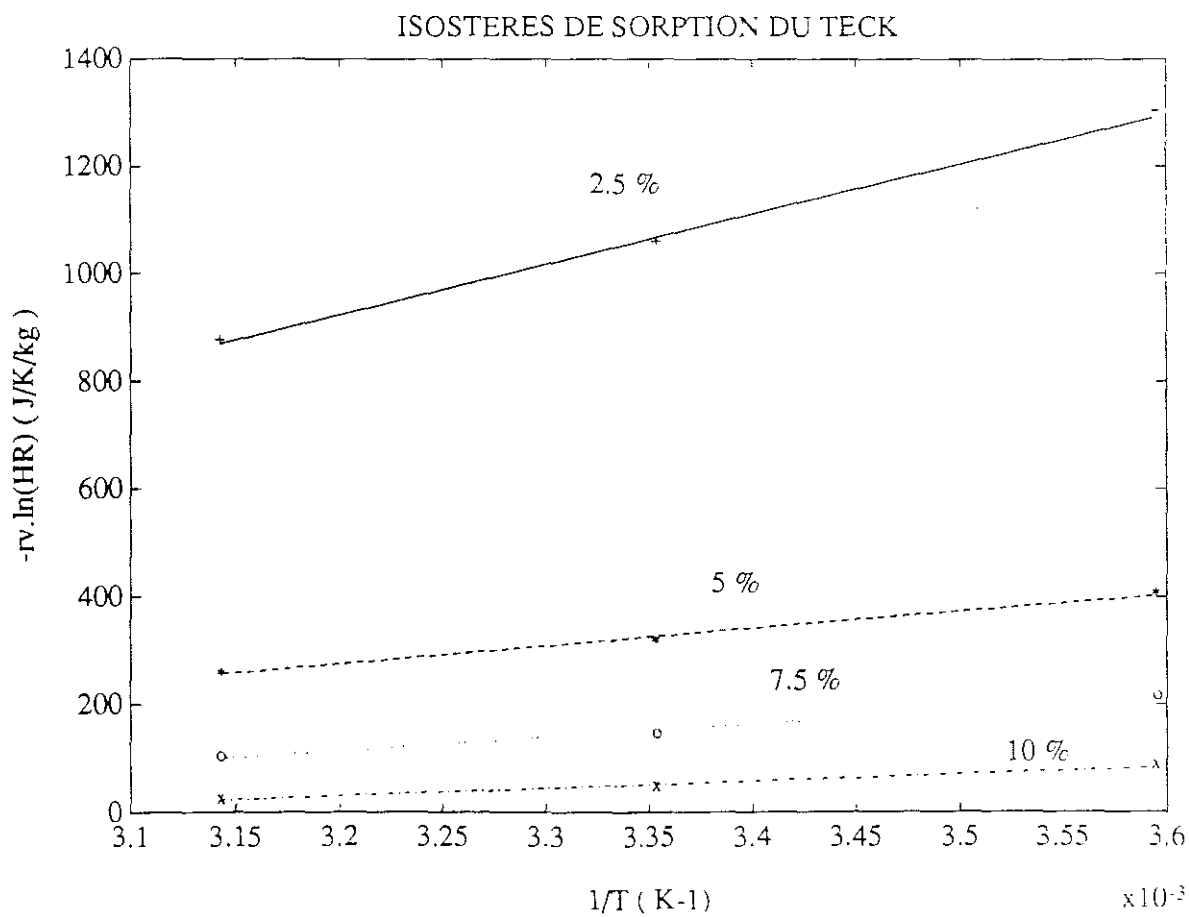


Fig. 29

Les droites représentées résultent de l'approximation linéaire de ces courbes sur l'intervalle de température concerné (5 à 45°C). Implicitement nous négligeons ainsi l'influence de la température sur la chaleur de sorption en nous limitant à l'estimation d'une valeur moyenne. Les pentes des droites donnent alors directement les valeurs de cette chaleur représentées en fonction du taux d'humidité sur la figure 30.

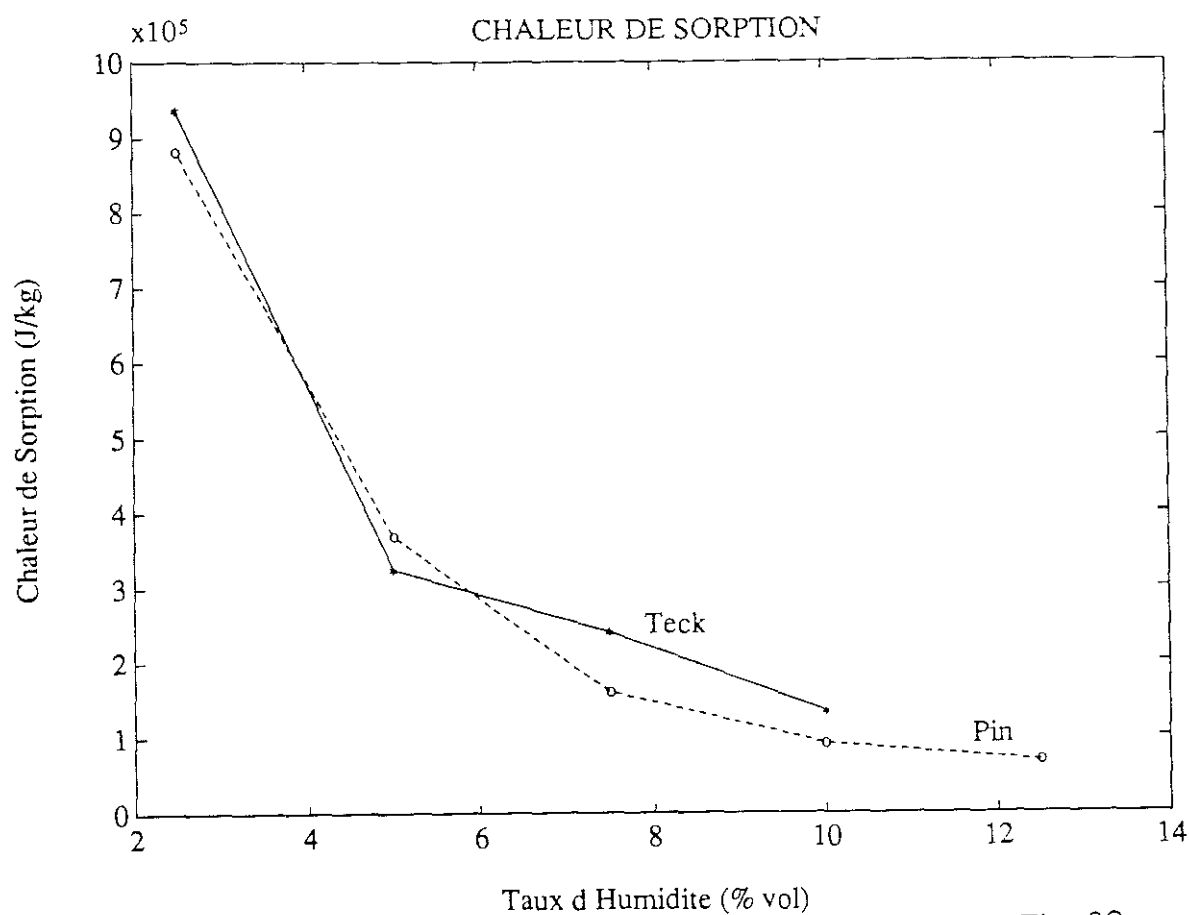


Fig. 30

La forme de ces courbes correspond bien à celle que l'on peut trouver dans la bibliographie [56, 57]. Il s'agit de fonctions rapidement décroissantes avec le taux d'humidité. Cependant, on peut remarquer que pour les deux matériaux que nous avons choisis, la chaleur de sorption ne peut être considérée comme négligeable même pour des taux d'humidité relativement élevés. On obtient en effet pour le pin au taux d'humidité volumique de 12,5 % et pour le teck à 10 % des chaleurs respectives de 80 et 140 kJ/kg, soit environs 4 et 7 % de la chaleur latente de l'eau pure.

5.3.3. LA VARIATION DES ISOTHERMES DE SUCCION ET DE SORPTION AVEC LA TEMPERATURE :

Les courbes d'équilibre hygroscopique peuvent être décrites par une équation liant les trois variables τ_v , T et HR : $F(\tau_v, T, HR) = 0$. Dès lors, on peut écrire :

$$(\delta\tau_v/\delta T)_{HR} (\delta T/\delta HR)_{\tau_v} (\delta HR/\delta\tau_v)_T = -1 \quad (V.11)$$

En remarquant que :

$$\begin{aligned} (\delta\tau_v/\delta HR)_T &= p_s \alpha_T \\ (\delta HR/\delta T)_{\tau_v} &= HR h^m / (r_v T^2) \end{aligned}$$

On obtient une expression de la variation du taux d'humidité avec la température, l'humidité relative restant constante :

$$(\delta\tau_v/\delta T)_{HR} = - \alpha_T p_v h^m / (r_v T^2) \quad (V.12)$$

Toutes choses étant égales, on remarque que la variation du taux d'humidité d'équilibre avec la température est proportionnelle à la chaleur de fixation de l'eau au solide.

Si l'on suppose vraie l'hypothèse d'équilibre local et si l'on admet la nature capillaire de l'eau en masse, la loi de KELVIN et la loi de LAPLACE établissent une relation fondamentale entre les paramètres hygro-thermiques qui permet la détermination d'une formule analytique de la chaleur de liaison.

$$\ln HR = - 2\sigma \cos\theta / [r\rho_l r_v T] \quad (V.13)$$

Avec r rayon maximal des pores condensés
 σ la tension superficielle de l'eau qui n'est fonction que de la température.
 θ angle de mouillage du matériau considéré nul par la suite (hypothèse du fluide parfaitement mouillant).

On définit un "taux d'humidité capillaire" (τ_c) par le taux obtenu lorsque l'on ne prend en compte que l'eau en masse de nature capillaire. τ_c est alors strictement lié au rayon maximal des pores condensés r , et l'hypothèse τ_c constant est rigoureusement équivalente à l'hypothèse r constant. On écrit :

$$(\delta \ln HR / \delta T)_{\tau_v} = (\delta \ln HR / \delta T)_r = h^m / (r_v T^2) \quad (V.14)$$

d'où, en utilisant les lois de LAPLACE et de KELVIN

$$h^m = 2T / [r\rho_l] (\sigma/T - d\sigma/dT) \quad (V.15)$$

La courbe de variation de σ avec la température peut être assimilée à une droite décroissante (fig 9) entre 0 et 100°C. En appliquant la formule (V.15) pour une température de 20°C, on peut tracer les courbes 31 et 32 qui représentent la variation de la chaleur de liaison de l'eau capillaire en fonction du rayon des pores ou de l'humidité relative.

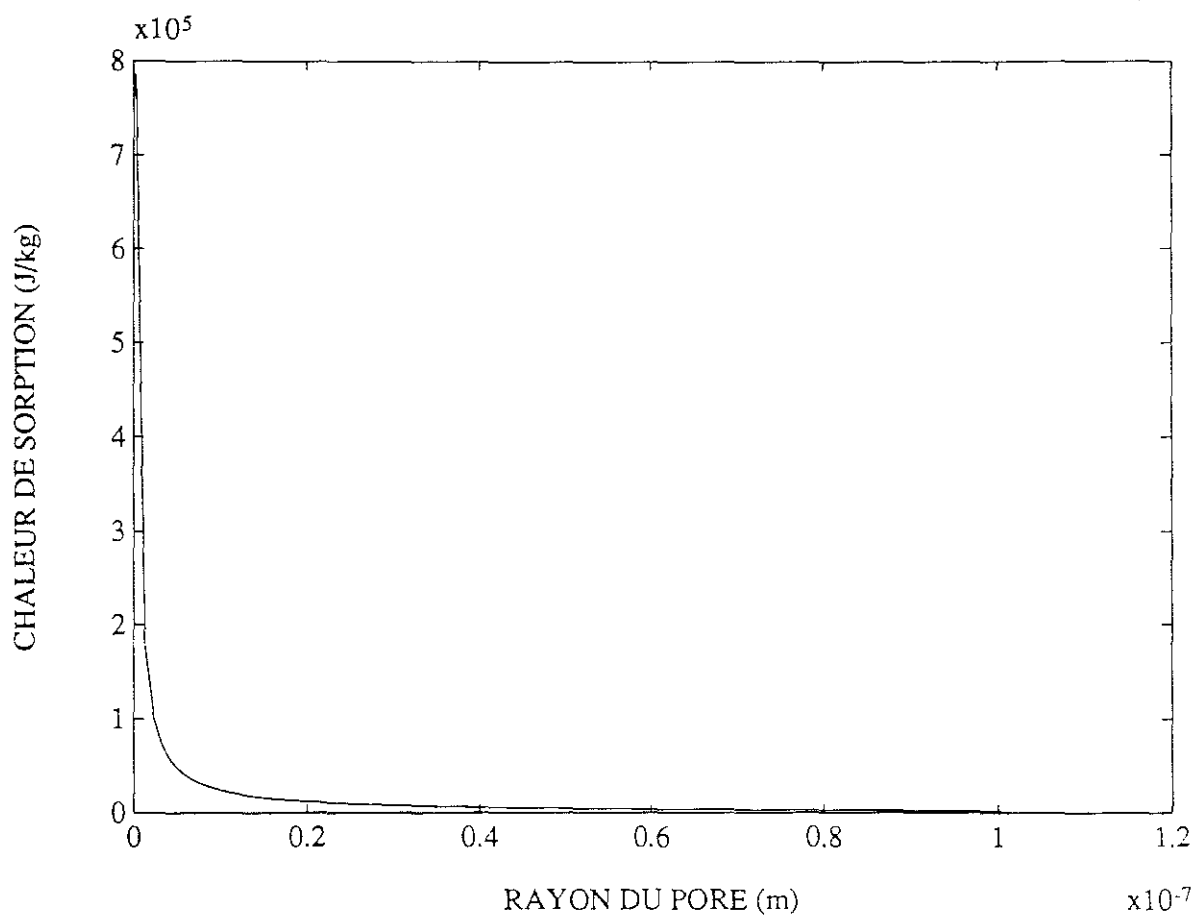


Fig. 31

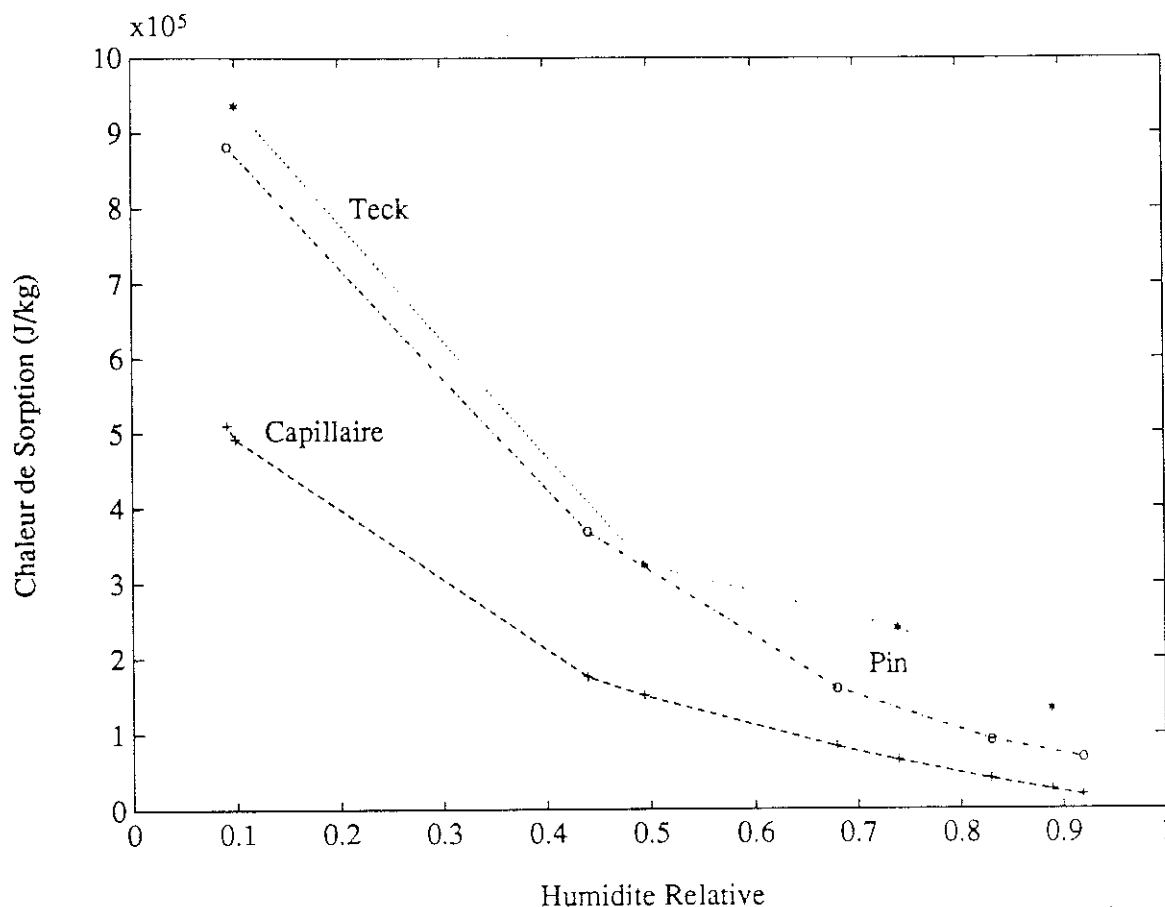


Fig. 32

Outre la forte décroissance de la chaleur de liaison avec le rayon des pores, on remarquera la faible valeur du maximum de cette énergie (env. 80 kJ/kg). Cette chaleur est négligeable devant la chaleur latente et très inférieure à la chaleur de sorption que nous avons pu déterminer pour le pin et le teck au paragraphe précédent. On peut donc conclure que l'essentiel de cette énergie est échangée par adsorption de surface.

D'autre part, on remarque qu'on ne peut expliquer la variation des courbes d'équilibre hygroscopique avec la température par la seule variation de la tension superficielle. Cette interprétation ne convient que si l'on admet que l'essentiel de l'eau en masse est capillaire, donc, pour les matériaux courants utilisés dans le bâtiment, que le taux d'humidité est élevé. Appliquée aux taux d'humidités plus faibles, cette interprétation conduit à une sous estimation de l'énergie de liaison et, par conséquent à une sous estimation de la variation du taux d'humidité d'équilibre avec la température.

5.4 : MESURE DES PERMEABILITES

5.4.1. LA MESURE DE LA PERMEABILITE A LA VAPEUR :

La perméabilité à la vapeur était, et est encore souvent, avec la conductivité thermique le seul paramètre pris en compte pour l'étude du comportement hygrothermique des parois de bâtiment. L'étude ainsi menée se limite à l'estimation du risque de condensation, en régime permanent, par la méthode de GLASER [28].

Facile d'accès cette méthode est couramment utilisée pour des applications techniques, ce qui engendre une demande importante de mesure de ce paramètre. On peut noter, pour justifier ce propos, que la perméance à la vapeur (la perméabilité rapportée à l'épaisseur considérée du matériau) est l'un des critères de performance pris en compte pour le classement ACERMI des isolants. La méthode utilisée, dite méthode de la coupelle, fait l'objet de la norme ISO . Elle consiste en une mesure gravimétrique du flux permanent qui s'établit au travers d'un matériau soumis à une différence d'humidités relatives à température uniforme et constante. Le rapport entre le flux et la différence de pression de vapeur entre les deux faces du matériau, ramené à l'unité de surface et d'épaisseur donne alors le coefficient π qui comme nous le montrons en annexe est une bonne approximation de la perméabilité à la vapeur $\pi = \pi_v^* / p_T + kn + [\rho_l r_v T / p_v] K_1$

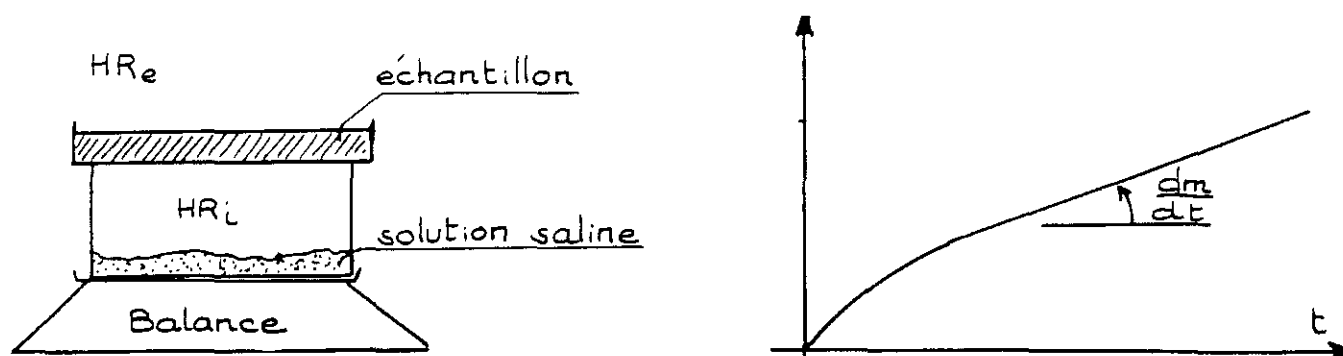


Fig. 33

Cependant, on sait que pour une même différence de la pression partielle de vapeur, le flux mesuré dépend pour les matériaux hygroscopiques, de l'humidité relative moyenne dans le matériau. Les variations constatées peuvent même être très importantes [62, 67, 68].

Pour avoir une appréciation plus réaliste du comportement hygrométrique des matériaux, il convient donc d'estimer la variation de la perméabilité à la vapeur des matériaux avec l'humidité relative de l'air les sollicitant.

Pour cela, P. DELCELIER [62] utilise la méthode dite de "la tangente à l'origine" que nous décrivons brièvement.

On mesure par la méthode de la coupelle le flux permanent au travers d'un échantillon sollicité par différents couples d'humidités relatives (HR_i , HR_e) à température uniforme et constante. Si l'on veut déterminer n points de la courbes π (HR) on choisira les couples obtenus en combinant 2 à 2 les n valeurs de HR retenues.

Bien entendu, on ne retiendra pas les couples constitués des deux mêmes valeurs de HR et l'on n'effectuera les mesures pour les autres couples que dans un sens, les sollicitations (HR_i , HR_j) conduisant à un flux opposé à celui produit par le couple (HR_j , HR_i).

Ainsi, pour obtenir n points, il faudra effectuer $(n^2-n)/2$ mesures de flux.

	HR_1	HR_2	HR_3	HR_4	HR_5	HR_6
HR_1	0	+	+	+	+	+
HR_2	-	0	+	+	+	+
HR_3	-	-	0	+	+	+
HR_4	-	-	-	0	+	+
HR_5	-	-	-	-	0	+
HR_6	-	-	-	-	-	0

mesures
effectivement
réalisées.

On représente alors sur un graphe pour chaque valeur de HR_i la courbe de variation du flux mesuré multipliée par l'épaisseur du matériau en fonction de HR_e .

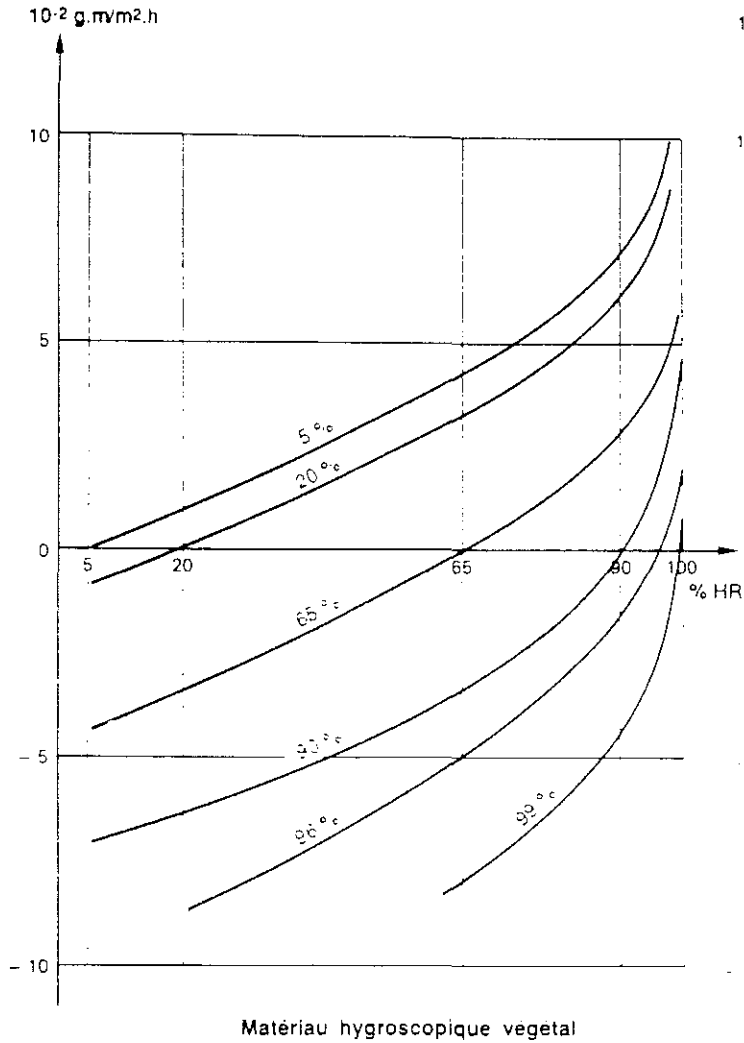


Fig. 34

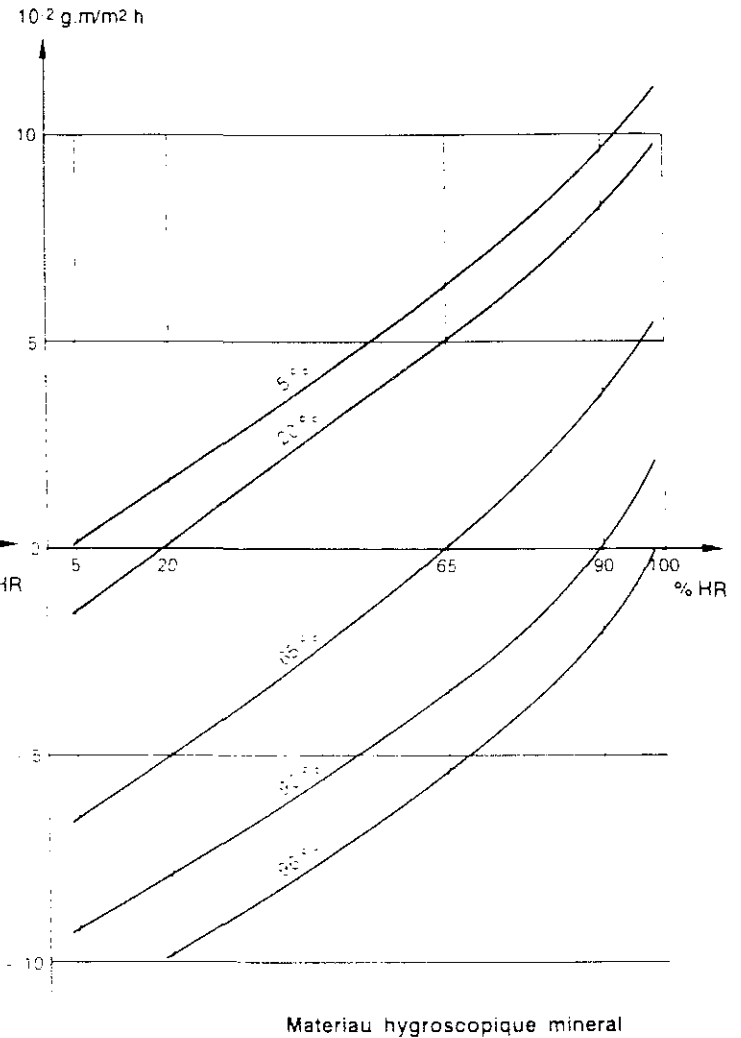


Fig. 35

On peut écrire :

$$g_h(HR_e)e = \pi p_s (HR_i - HR_e) \quad (V.16)$$

donc

$$\pi = [g_h(HR_e) - g_h(HR_i)] / (HR_e - HR_i) e / p_s \quad (V.17)$$

La limite lorsque HR_e tend vers HR_i de ce rapport est la pente p_i de la courbe relative à HR_i lorsqu'elle coupe l'axe des abscisses. Ceci donne par conséquent :

$$\pi = p_i / p_s$$

En répétant cette opération pour chaque courbe on obtient la courbe de variation de la perméabilité à la vapeur en fonction de l'humidité relative.

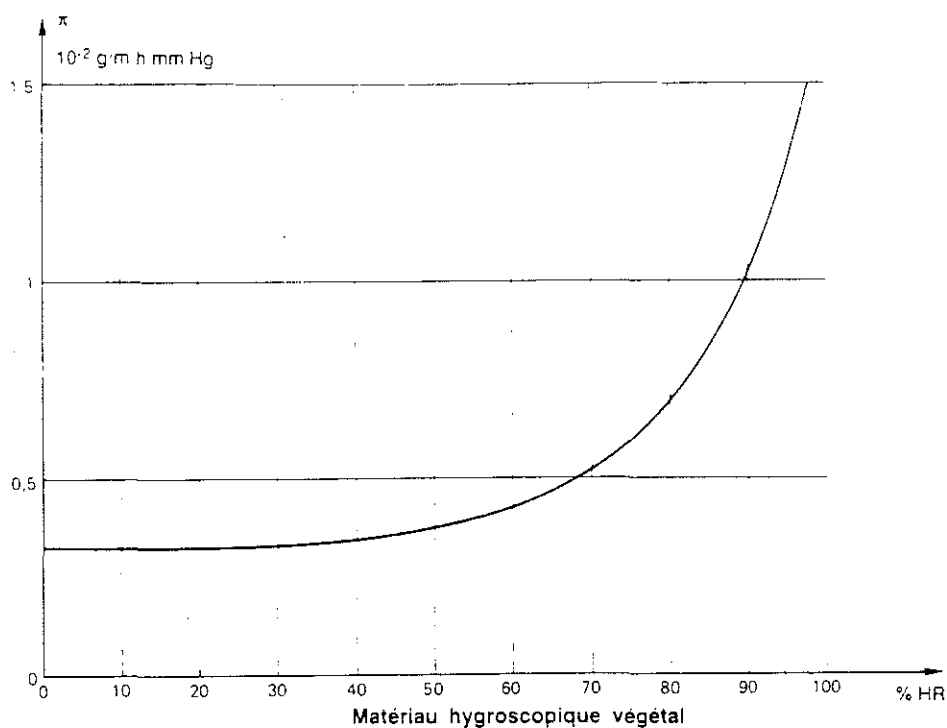


Fig. 36

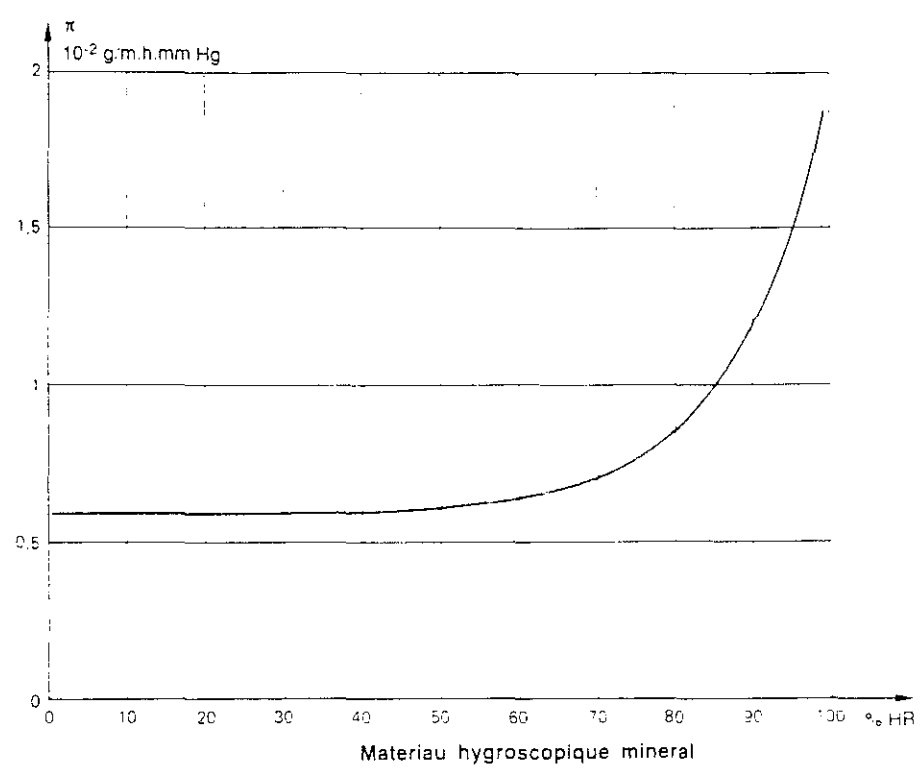


Fig. 37

5.4.2. DETERMINATION DE LA PERMEABILITE LIQUIDE :

5.4.2.1. METHODE DE DETERMINATION UTILISANT LA DIFFUSIVITE HYDRIQUE ET L'EQUILIBRE HYGROSCOPIQUE :

Au chapitre III, nous avons montré les correspondances entre les coefficients du modèle de DE VRIES et ceux utilisés dans notre modèle. Si l'on applique ces transformations au cas d'un transfert isotherme et en supposant le taux d'humidité suffisamment élevé pour que l'on puisse considérer la participation de la vapeur négligeable dans le flux total d'humidité on peut déterminer la valeur de la perméabilité liquide par :

$$K_l = D\theta (\delta\tau_v/\delta p_c)_T \quad (V.18)$$

Avec $D\theta$ diffusivité hydrique

Ainsi, la connaissance de la diffusivité hydrique et de la succion capillaire en fonction du taux d'humidité permet la détermination de la perméabilité liquide, si l'on peut toutefois supposer cette diffusivité purement liquide.

Nous exposons brièvement la méthode la plus utilisée en annexe : qui à fait l'objet d'une abondante bibliographie. Nous noterons simplement que cette mesure dans son usage le plus courant est basée sur la méthode dite "des profils" d'humidité déterminés par gammamétrie. On admet en général que la sensibilité de l'appareillage limite son utilisation à des taux d'humidité volumiques supérieurs à 5 %.

D'autre part, la détermination de $D\theta$ nécessite la dérivation du profil d'humidité qui est très délicate au niveau du front d'eau ce profil étant alors très marqué. Par un calcul d'erreur rigoureux, F. DERRIEN [79] estime que la précision relative obtenue pour $D\theta$ est comprise entre 20 et 80 %.

A titre d'exemple, nous avons appliqué cette procédure de détermination indirecte de K_1 au béton cellulaire utilisé par VAN DER KOOI dans le cadre de sa thèse.

Dans un premier temps nous digitalisons point par point l'isotherme de succion que nous approximations par splines cubiques (fig 38). Ensuite nous dérivons cette courbe . La digitalisation de la courbe de variation de la diffusivité (fig 39) nous fournit les valeurs expérimentales de $D\theta$ que nous multiplions par les dérivées correspondantes de l'isotherme pour obtenir les points de la courbe 40.

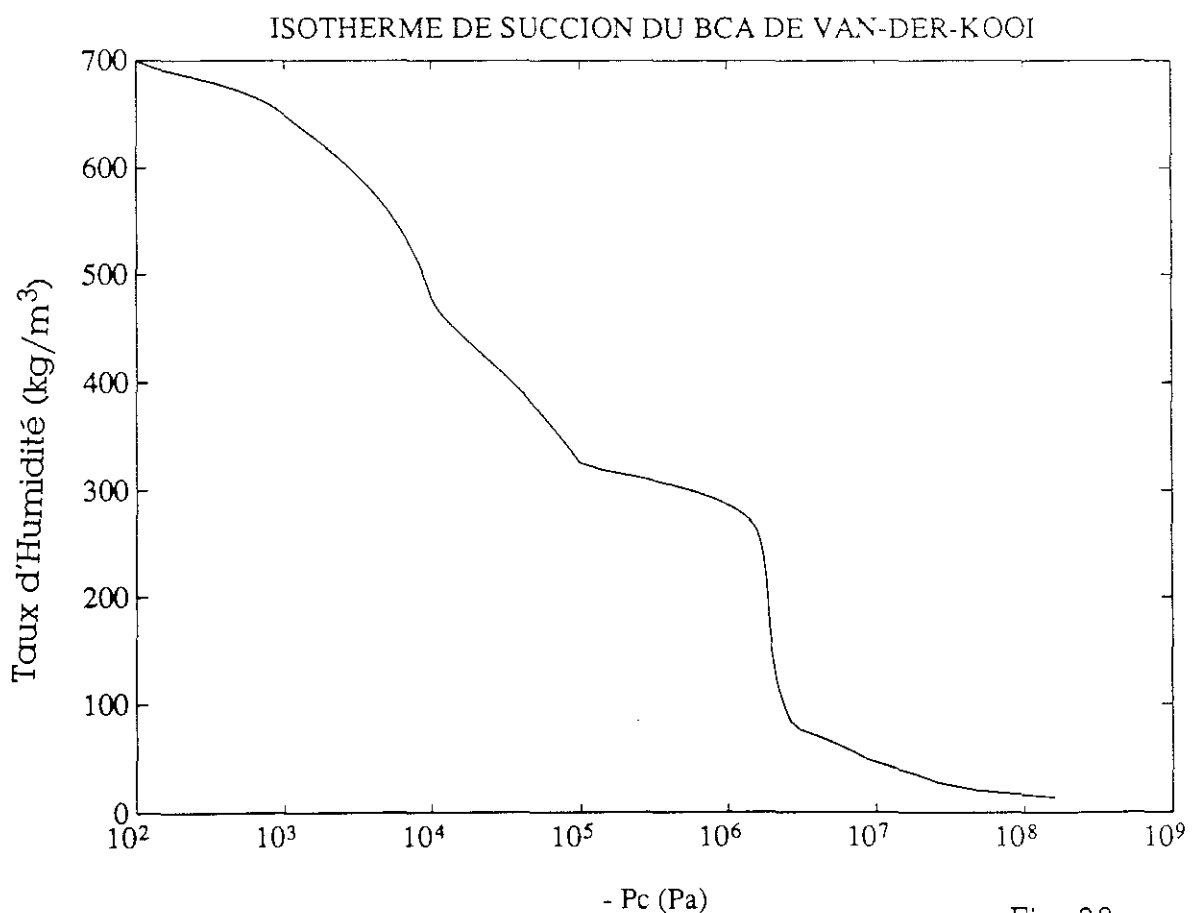


Fig. 38

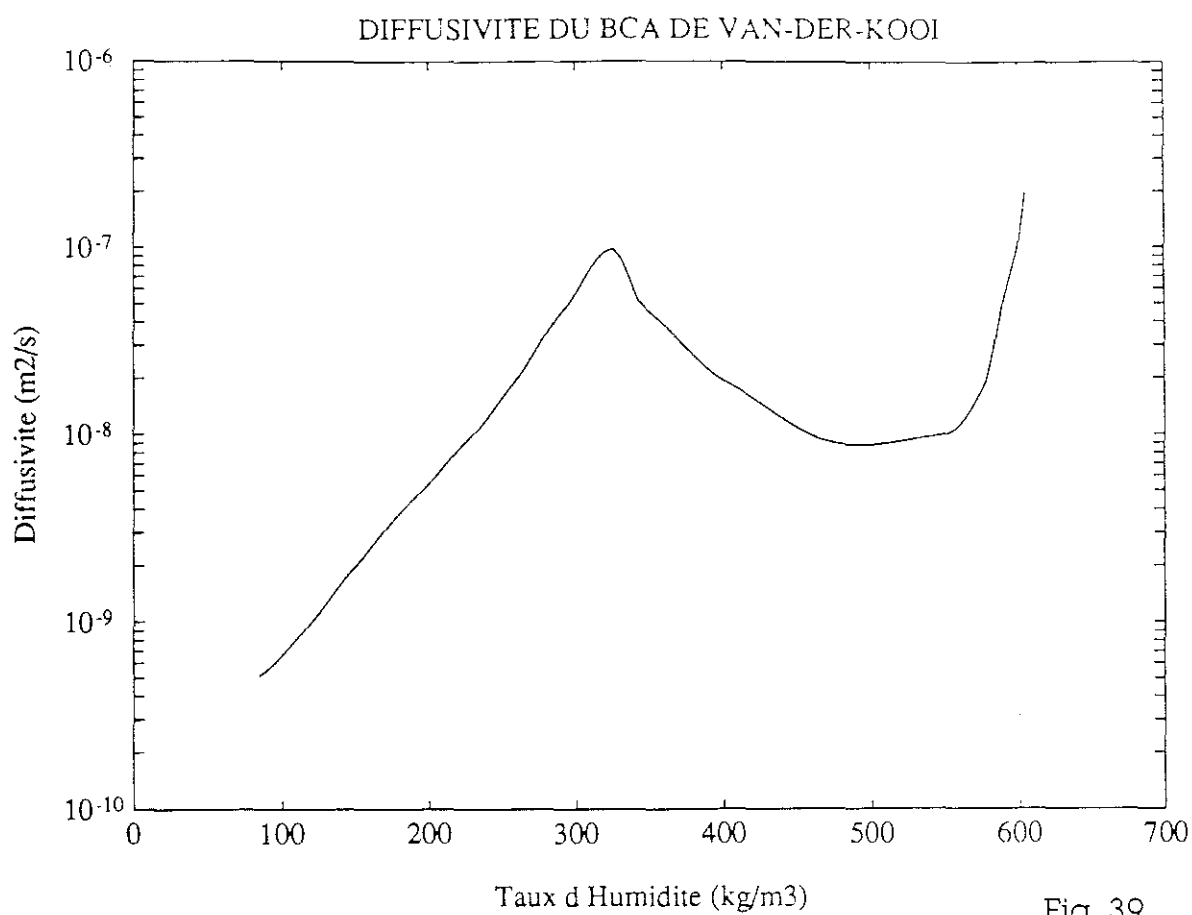


Fig. 39

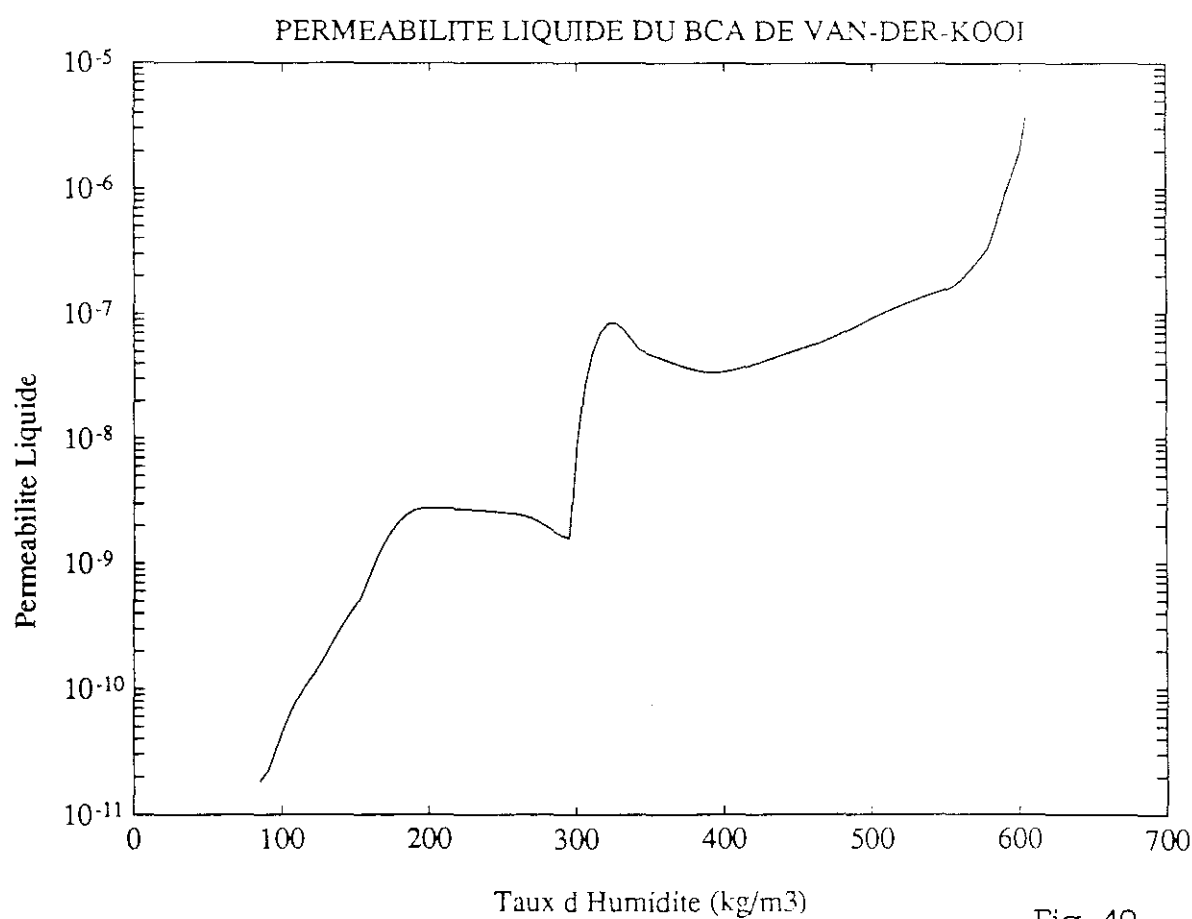


Fig. 40

Bien entendu, la méthode que nous venons d'exposer ne peut pas être très précise. Aussi bonne que soient les mesures de base (diffusivité et isotherme de succion) la dérivation numérique de la courbe de succion restera toujours une source d'erreur importante. C'est probablement cette erreur qui est à l'origine de la décroissance apparente de la perméabilité liquide avec le taux d'humidité par endroits.

Aussi nous avons proposé comme sujet de recherche d'un travail de doctorat à E. EL CHAKAR la mise au point d'une méthode de mesure en régime permanent de la perméabilité liquide. Nous décrivons brièvement cette méthode au paragraphe suivant.

Cependant, il est intéressant de noter que, bien qu'imprécise, la courbe de perméabilité de la fig 40 à permis d'obtenir une simulation réaliste du séchage du béton cellulaire. (Chap. VI).

5.4.2.2. MESURE DIRECTE DE LA PERMEABILITE LIQUIDE EN REGIME PERMANENT :

Le principe de cette mesure est strictement identique à celui utilisé pour la mesure de la perméabilité à la vapeur. Il s'agit de solliciter l'échantillon à tester par des potentiels constants qui génèrent un flux permanent. Dans le cas qui nous intéresse ici, nous devons imposer sur les deux faces du matériau des pressions de succions différentes. Pour obtenir le régime permanent au travers d'un matériau non saturé, les pressions liquides appliquées doivent être inférieures à la pression atmosphérique et même souvent négatives.

La dissolution de molécules dans un liquide provoque l'apparition d'une pression osmotique liée à la diminution du potentiel chimique, donc de la pression du solvant qui est d'autant plus importante que la concentration moléculaires du soluté est élevée.

Sur nos conseil E. EL CHAKAR utilise ce phénomène pour imposer des sollicitations hydriques assimilables d'un point de vue thermodynamique à des pressions capillaires. Il sollicite ses échantillons par deux solutions de macro-molécules (du Poly-éthylène-glycol) de titres différents. Il s'en suit un flux d'eau au travers du matériau, les macro-molécules étant bloquées du fait de leur tailles par des membranes semi-perméables dont les orifices sont calibrés. On peut suivre l'évolution de ce flux par une méthode convenable.

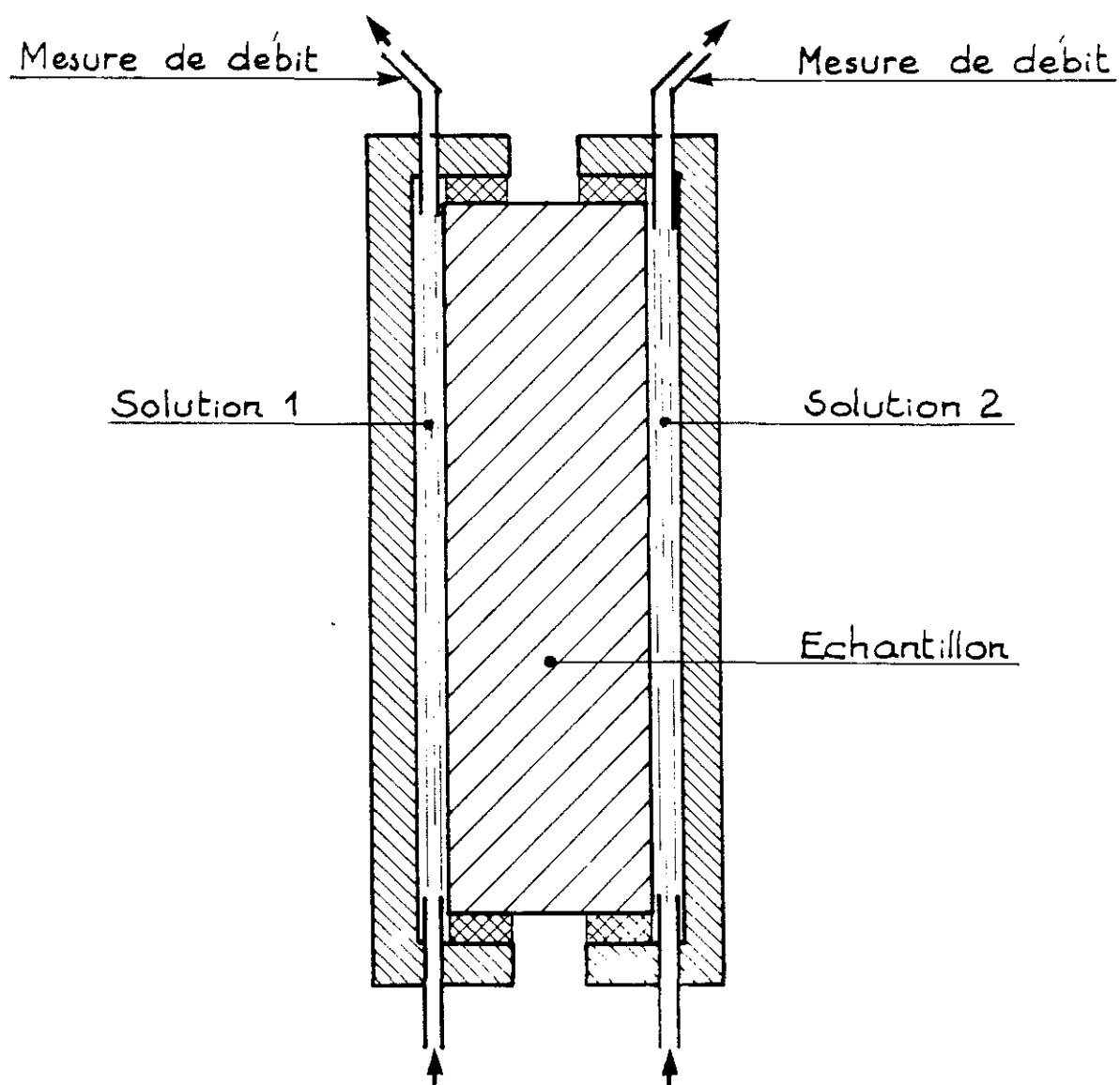


Fig. 41

5.5. METHODE POUR DETERMINER LES COMPOSANTES LIQUIDE ET VAPEUR DU TRANSFERT D'HUMIDITE :

INTRODUCTION :

Tous les modèles de transfert de chaleur et de masse recèlent une indétermination si l'on ne peut séparer expérimentalement les coefficients de transfert liquide et vapeur. Leur validité se limite alors au traitement de problèmes isothermes quelconques ou de problèmes non isothermes mais restreints à des domaines d'humidité tel que l'on puisse négliger le mouvement d'une des phases.

On peut remarquer que le transfert de chacune de ces phases est affecté différemment par la variation de la température ou de la pression totale de la phase gazeuse. Il paraît donc logique d'essayer de les séparer en analysant l'influence de ces deux paramètres sur le transfert global d'humidité.

Nous proposons dans cette partie une méthode d'analyse de mesures de perméabilité par la méthode de la coupelle effectuées dans différentes conditions de pression totale. La mise au point de cette analyse étant postérieure aux expérimentations, nous n'avons pas pu la valider sur un programme expérimental qui lui soit dédié.

Cependant, partout où cela a été possible, nous avons utilisé les points de mesure dont nous disposons. Les figures que nous avons ainsi obtenues nous semblent encourageantes et nous incitent à réaliser une procédure expérimentale complète qui permettrait la détermination des perméabilités liquide et vapeur.

5.5.1 LES HYPOTHESES ADMISES POUR L'ANALYSE :

Dans l'analyse de la mesure de la perméabilité à la vapeur (annexe 1) on montre que la densité de flux mesurée s'exprime par :

$$g_h = \left[\frac{1}{p_T} \frac{1+X}{1 + \frac{XD_\alpha^*}{p_T D_T^*}} \pi_v^* + k_n + \rho_l \frac{r_v T}{p_v} K_1 \right] \nabla p_v \quad (V.19)$$

Avec :

$$X = p_v/p_T (1 - M_v p_v/M_T p_T)^{-1}$$

En remarquant que $M_v/M_T \neq 0,62$ et en écrivant $Y = p_v/p_T$ on réécrit g_h sous la forme

$$g_h = \left[\frac{1}{p_T} \frac{1 + Y (1-0,62Y)^{-1}}{1 + Y (1-0,62Y)^{-1} \frac{D_a^*}{p_T D_T^*}} \pi_v^* + k_n + \rho_l \frac{r_v T}{p_v} K_l \right] \nabla p_v \quad (V.20)$$

On remarque également que les conditions expérimentales imposent un flux d'air sec nul . Nous déduisons alors de la relation $g_a = 0$:

$$\nabla p_v = (Y + [D_T^* p_T/D_a^*] (1-0,62 Y)) \nabla p_T \quad (V.21)$$

En effet cette fois le quotient de pression totale ne peut plus être nul.

Afin de faire apparaître dans les expressions de g_h et du gradient de p_v des groupements identiques, nous transformons (83) et (84) pour obtenir finalement :

$$g_h = \left[\frac{1}{p_T} \frac{1 + 0,38Y}{1 + \left(\frac{D_a^*}{p_T D_T^*} - 0,62 \right) Y} \pi_v^* + k_n + \rho_l \frac{r_v T}{p_v} K_l \right] \nabla p_v \quad (V.22)$$

$$\nabla p_v = D_T^* p_T/D_a^* (1 + (D_a^*/p_T D_T^*) - 0,62)Y \nabla p_T \quad (V.23)$$

Posons alors l'hypothèse de base de notre analyse :

$$D_a^*/(p_T D_T^*) \ll 0,62$$

Nous pouvons donner une justification microscopique de cette hypothèse en remarquant que le régime de diffusion (représenté par D_a^*) varie comme le rayon r des pores au carré alors que l'écoulement d'ensemble varie en r^4 . D'autre part, on remarque que (V.23) permet de déduire que la condition $(Da^*/P_T D_T^*) \ll 0,62$ est équivalente à $\nabla P_T \ll \nabla P_v$ ce que nous avons vérifié expérimentalement en plaçant un baromètre à eau entre les deux faces de l'échantillon en cours de mesure (schéma - 42). Nous avons constaté qu'aucune variation du niveau d'eau ne se produisait.

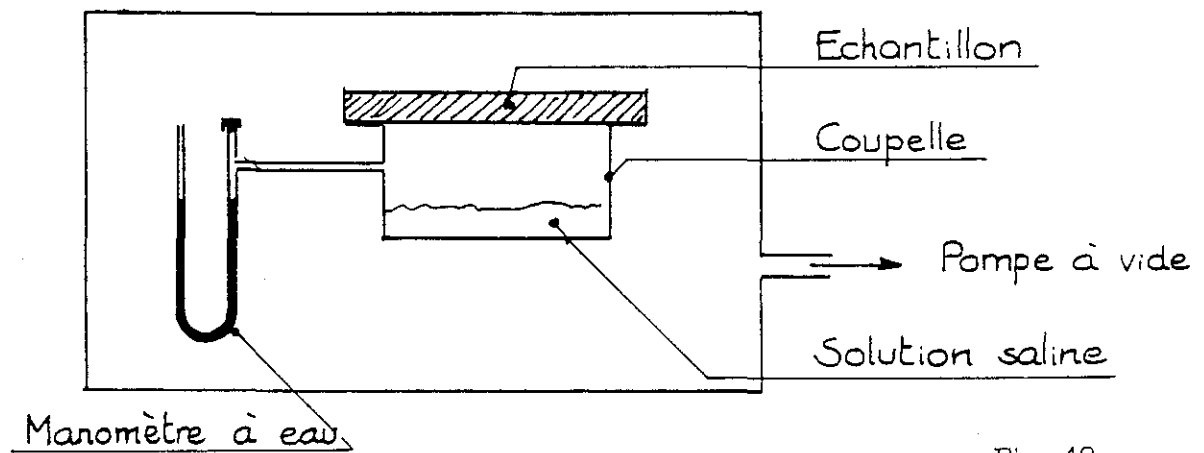


Fig. 42

Dès lors, on peut confondre la valeur locale de P_T et sa valeur moyenne \overline{P}_T qui correspond à la pression imposée au cours de l'expérience.

On écrit alors g_h et ∇P_T .

$$g_h = [1/\overline{p}_T (1+0,38\gamma)/(1-0,62\gamma)] \pi_v^* + k_n + [\rho_l r_v T/p_v] K_l] \nabla p_v \quad (V.24)$$

$$\nabla p_T = (D_a^*/\overline{p}_T D_T^*) (1/(1-0,62\gamma)) \nabla p_v \quad (V.25)$$

Avec

$$\gamma = \frac{p_v}{\bar{p}_T}$$

Dans la pratique, p_v varie de 0 à 17 mm Hg et p_r de 50 à 760 mm Hg. De ce fait, γ varie de 0 à 0,34. Sur ce domaine l'expression $1 + 1,25 \gamma$ donne une bonne approximation de : $(1 + 0,38 \gamma) / (1 - 0,62 \gamma)$ (à moins de 2% près).

On écrit alors :

$$g_h \# [1/\bar{p}_T (1 + 1,25 \gamma) \pi_v^* + k_n + [\rho_l r_v T / p_v] K_l] \nabla p_v \quad (V.25)$$

$$\nabla p_T \# [(Da^* / \bar{p}_T D_T^*) 1 / (1 - 0,62 \gamma)] \nabla p_v \quad (V.26)$$

Afin de pouvoir intégrer les flux mesurés sur l'épaisseur de l'échantillon nous supposons des formes à priori de la variation de π_v^* et de K_l avec HR. On suppose en l'occurrence :

$$\pi_v^* = \pi_0^* (1 - HR \gamma)$$

$$K_l = K_{lmax} (HR)^\delta$$

où γ et δ sont des réels positifs.

Les figures 43 et 44 montrent l'allure de π_v^* / π_0^* et de K_l / K_{lmax} pour γ et δ égaux à 5. Pour obtenir une croissance suffisante de K_l et une décroissance significative de π_v^* lorsque HR tend vers 1, on s'attend à avoir des coefficients γ et δ élevés.

Notre problème consiste alors en une détermination des cinq coefficients k_n , π_0^* , K_{lmax} , γ et δ

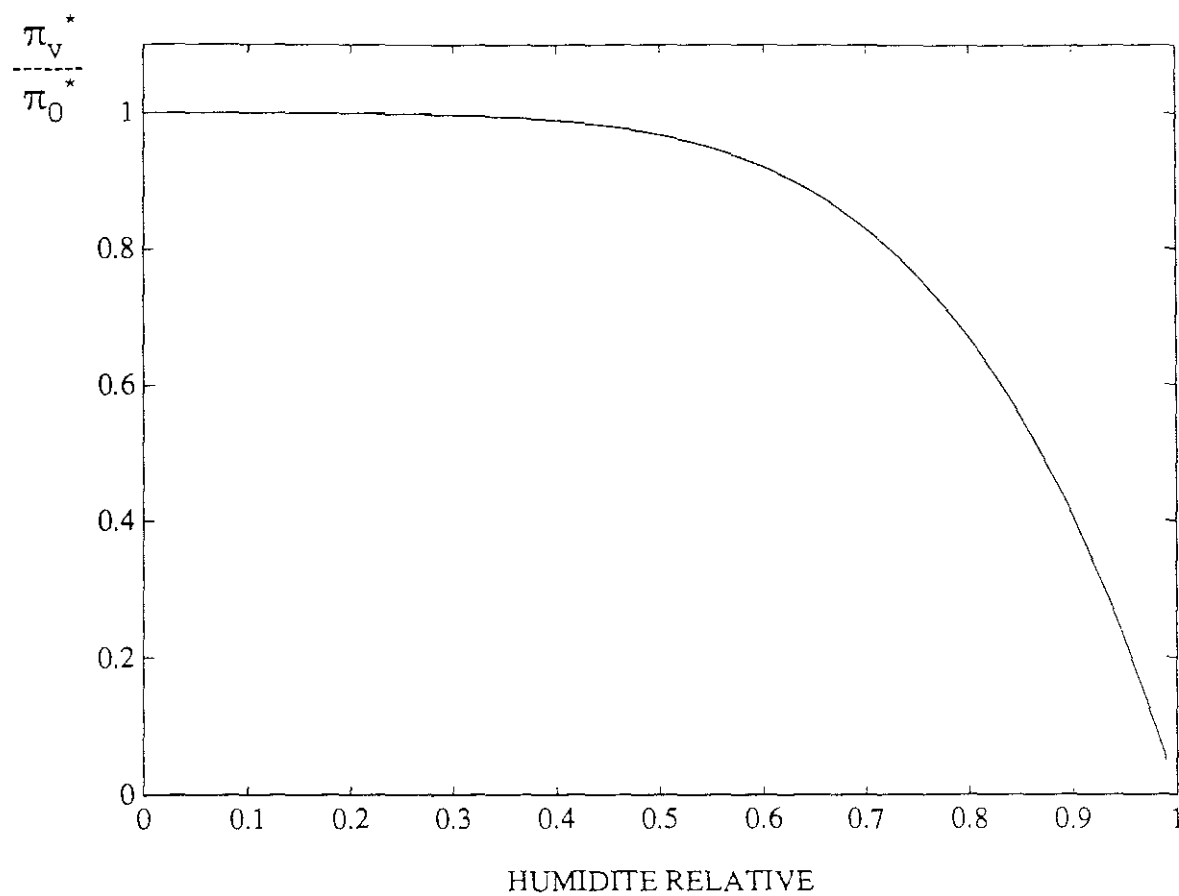


Fig. 43

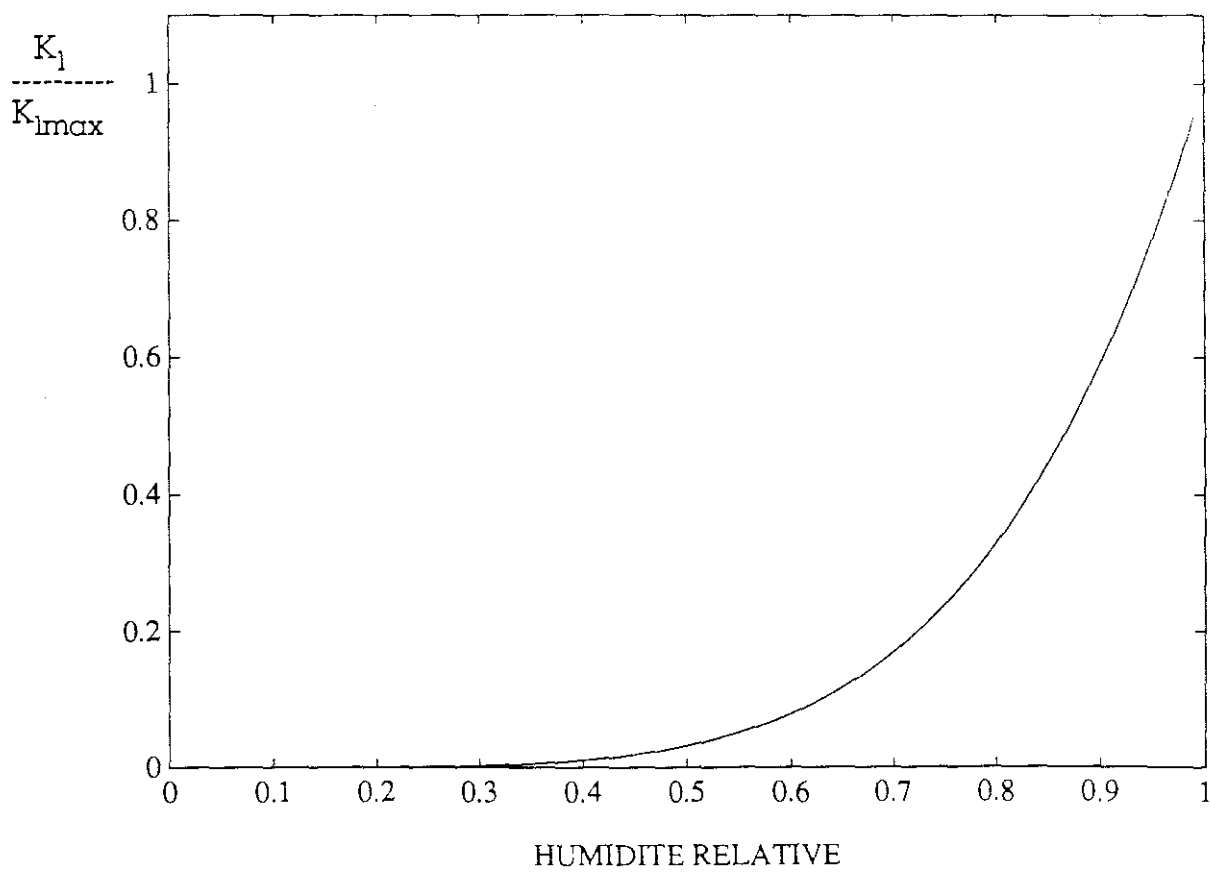


Fig. 44

5.5.2 INTEGRATION DE L'EXPRESSION DE LA DENSITE DE FLUX :

Dans cette partie nous noterons p_{v1} et p_{v2} les deux valeurs de la pression partielle de vapeur imposées sur les faces de l'échantillon. Nous noterons également $\overline{p_v}$ la valeur moyenne de p_v au cours de l'expérience : $\overline{p_v} = (p_{v1} + p_{v2})/2$

Nous supposons toujours $p_{v1} < p_{v2}$

L'intégration de (V.25) sur l'épaisseur en introduisant pour π_v^* et K_1 les fonctions admises précédemment donne :

$$\begin{aligned}
 g_h e = & \left(\frac{1 + 1,25 \frac{\overline{p_v}}{\overline{p_T}}}{\overline{p_T}} \right) \pi_0^* + k_n (p_{v2} - p_{v1}) \\
 & - \frac{\pi_0^*}{(\gamma+1) p_s^\gamma \overline{p_T}} (p_{v2}^{\gamma+1} - p_{v1}^{\gamma+1}) - \frac{1,25 \pi_0^*}{\overline{p_T}^2 p_s^\gamma (\gamma+2)} (p_{v2}^{\gamma+2} - p_{v1}^{\gamma+2}) \quad (V.27) \\
 & + \rho_l r_v T K_{lmax} \frac{1}{\delta p_s^\delta} (p_{v2}^\delta - p_{v1}^\delta)
 \end{aligned}$$

On remarque alors que pour p_{v1} et p_{v2} suffisamment petits (en fait pour $HR1$ et $HR2$ inférieures à 0,5) les termes en puissances $\gamma + 1$, $\gamma + 2$ et δ sont négligeables devant le premier.

On obtient dans ces conditions :

$$g_h e \bar{p}_T / (p_{v2} - p_{v1}) \approx \pi_0^* + k_n \bar{p}_T + 1,25 \pi_0^* \bar{p}_v / \bar{p}_T \quad (V.28)$$

En se plaçant dans ces conditions on doit donc obtenir une courbe dont l'allure est donnée par la fig (45) qui permet de déterminer π_0^* et k_n .

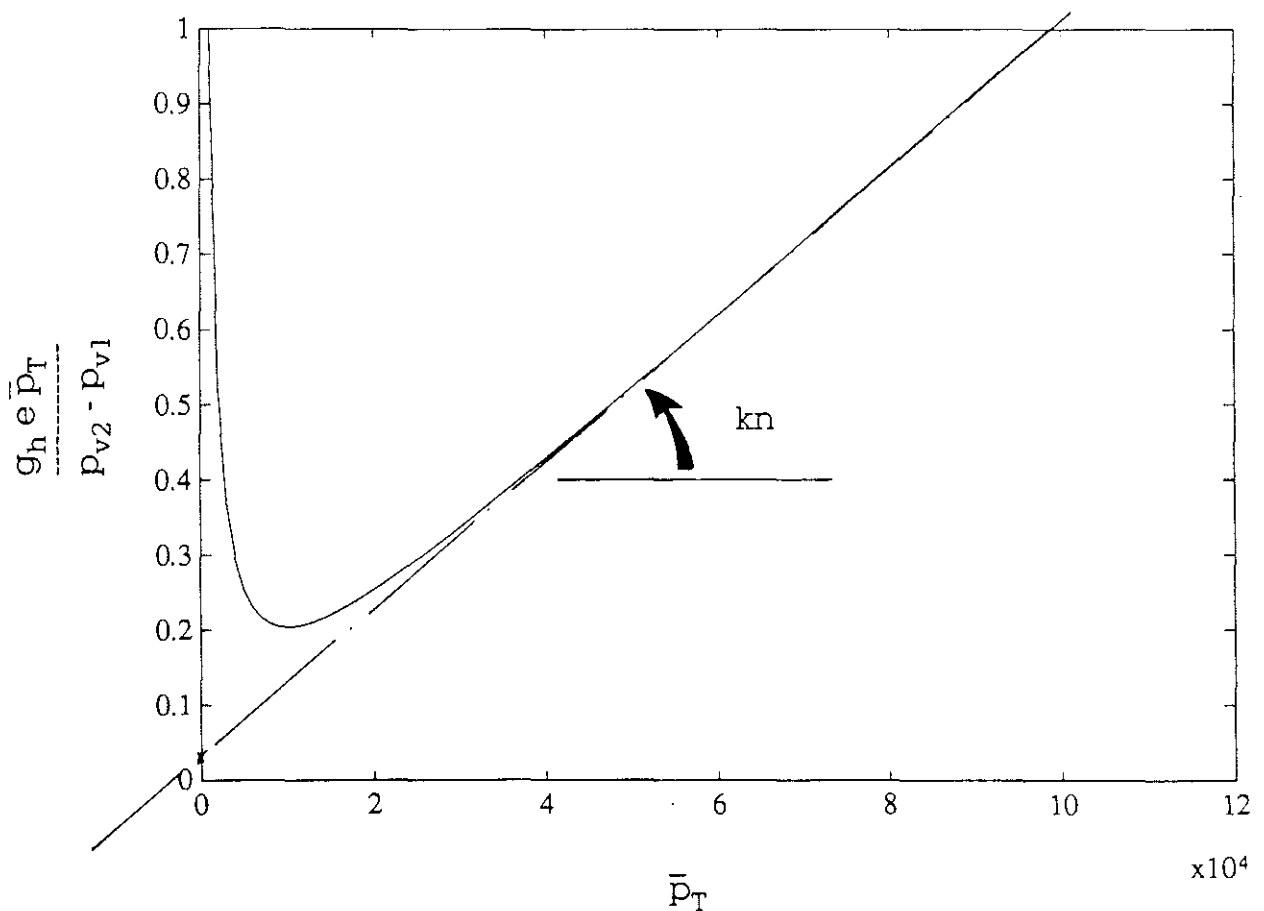


Fig. 45

On peut alors vérifier a posteriori que :

$$(\overline{g_h} \text{ e } \overline{p_T}/(\overline{p_{v2}} - \overline{p_{v1}}) - \pi_0^* - k_n \overline{p_T}) \overline{p_T}/\overline{p_v} \# 1,25 \pi_0^*$$

Sur la base de nos points de mesure, pour des valeurs de HR inférieures à 0,7 nous avons obtenu les points donnés sur la fig (46).

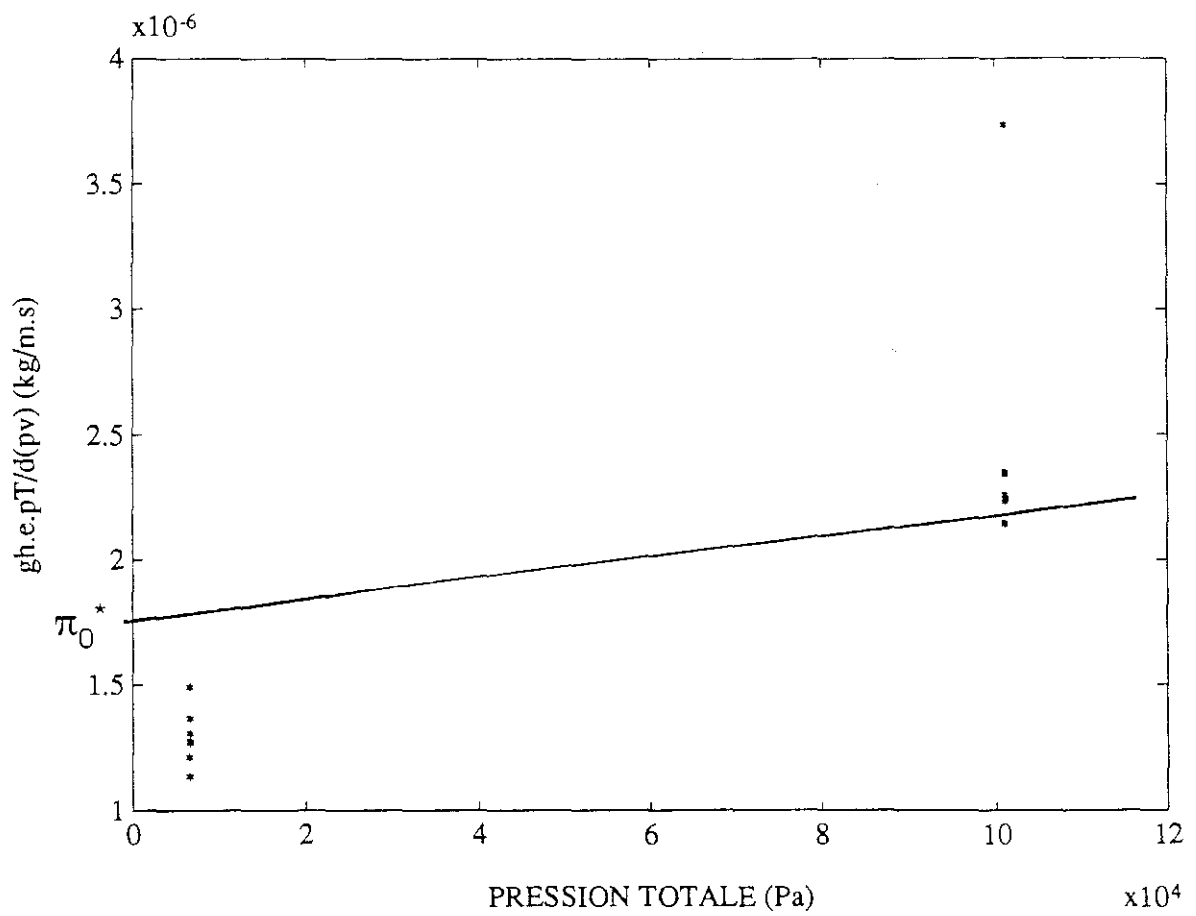


Fig. 46

Ces données sont très incomplètes (seules deux valeurs de $\overline{p_T}$ sont figurées) est d'une fiabilité douteuse (HR inférieure à 0,7 et non à 0,5).

C'est pourquoi nous avons choisi de procéder en deux étapes :

Tout d'abord, nous déduisons π_0^* de :

$$\pi_0^* = [g_h e \overline{p_T}^2 / (p_{v2} - p_{v1})] [1 / (1,25 \overline{p_v} + \overline{p_T})] \quad (V.29)$$

En supposant que k_n peut être négligé devant le terme de flux (ce que nous avons vérifié a posteriori)

On trouve $\pi_0^* = 1,77.10^{-6}$ (s.Pa₁)

En reportant cette valeur de π_0^* sur le graphe ci-dessus, on trace la droite qui passe par π_0^* et le nuage de point pour p_T élevé. La pente nous donne alors k_n .

On trouve ainsi $k_n = 4,36.10^{-12}$ (s.)

Nous ne pouvons malheureusement pas aller plus loin dans l'application de cette méthode. Nous n'avons pas couvert suffisamment de pressions totales différentes pour pouvoir déterminer pertinemment les autres coefficients. La suite de cet exposé n'est donc pas confirmée par une vérification expérimentale.

Cependant, nous déduirons de cette présentation un plan expérimental complet qui doit nous permettre de déterminer l'ensemble des paramètres inconnus.

Ainsi, on suppose connus k_n et π_0^* et l'on écrit :

$$\begin{aligned}
 g_h e \bar{p}_T &= \pi_0^* (p_{v2} - p_{v1} - \frac{1}{(\gamma+1) p_s^\gamma} (p_{v2}^{\gamma+1} - p_{v1}^{\gamma+1})) \\
 &+ (k_n(p_{v2} - p_{v1}) + \rho_l \frac{r_v T K_{lmax}}{\delta p_s^\delta} (p_{v2}^\delta - p_{v1}^\delta)) \bar{p}_T \\
 &+ 1.25 \pi_0^* p_{v2}^2 [\frac{1}{2} (1 - (\frac{p_{v1}}{p_{v2}})^2) - \frac{1}{\gamma+2} (\frac{p_{v2}}{p_s})^\gamma (1 - (\frac{p_{v1}}{p_{v2}})^{\gamma+2})] \frac{1}{\bar{p}_T}
 \end{aligned}
 \tag{V.30}$$

Là encore on trouve une forme :

$$g_h e \bar{p}_T = A + B \bar{p}_T + C 1/\bar{p}_T$$

représentée par la fig (47) qui tient compte du fait que C peut être négatif.

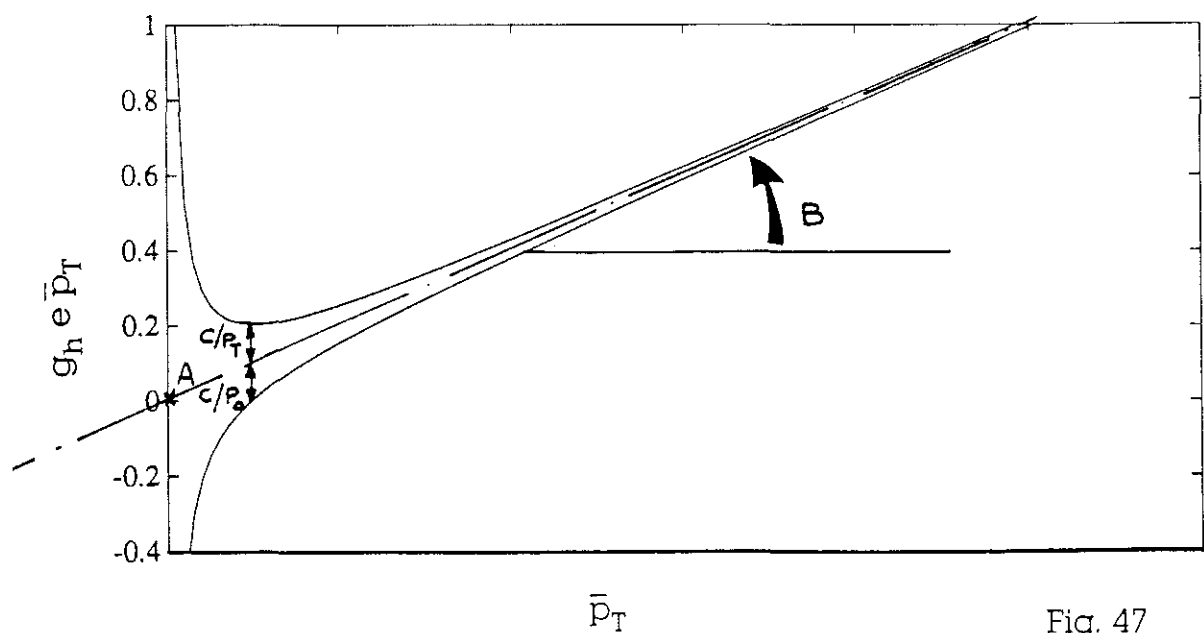


Fig. 47

On détermine γ :

$$A = \pi_0^* (p_{v2} - p_{v1}) - [\pi_0^* p_s / (\gamma + 1)] (p_{v2} / p_s)^{\gamma+1} [1 - (p_{v1} / p_{v2})^{\gamma+1}] \quad (V.31)$$

$$\begin{aligned} \text{soit : } Z &= 1 - A / [\pi_0^* (p_{v2} - p_{v1})] \\ &= (p_{v2} / p_s)^{\gamma} [1 / (\gamma + 1)] (1 - (p_{v1} / p_{v2})^{\gamma+1}) / [1 - p_{v1} / p_{v2}] \end{aligned} \quad (V.32)$$

On remarque que :

$$\frac{1}{\gamma+1} \frac{1 - \left(\frac{p_{v1}}{p_{v2}}\right)^{\gamma+1}}{1 - \frac{p_{v1}}{p_{v2}}} = \frac{p_{v2}^{\gamma+1} - p_{v1}^{\gamma+1}}{(p_{v2} - p_{v1}) \frac{d[p_{v2}^{\gamma+1}]}{dp_{v2}}} \quad (V.33)$$

Donc, par définition de la dérivée :

$$\lim_{p_{v1} \rightarrow p_{v2}} \left(\frac{1}{\gamma+1} \frac{1 - (p_{v1} / p_{v2})^{\gamma+1}}{1 - (p_{v1} / p_{v2})} \right) = 1 \quad V.34$$

donc :

$$\lim_{p_{v1} \rightarrow p_{v2}} Z = (p_{v2} / p_s)^{\gamma} \quad V.(35)$$

Ainsi, on détermine γ en posant :

$$\gamma = \frac{\ln Z}{\ln(p_{v2}/p_s)} \quad (V.36)$$

Pour des valeurs proches de p_{v1} et p_{v2}

Là encore, on peut vérifier a posteriori que :

$$A \approx \pi_0^* (p_{v2} - p_{v1}) - \pi_0^* p_s / [\gamma + 1] (p_{v2}/p_s)^{\gamma+1} (1 - (p_{v1}/p_{v2})^{\gamma+1}) \quad (V.37)$$

Reste donc à déterminer δ et K_{lmax} :

Nous procéderons, de même que pour γ en notant :

$$B/[p_{v2} - p_{v1}] = k_n + \rho_l r_v T K_{lmax} (p_{v2}^\delta - p_{v1}^\delta) / (p_s^\delta \delta (p_{v2} - p_{v1})) \quad (V.38)$$

et en remarquant :

$$\lim_{p_{v1} \rightarrow p_{v2}} \frac{B}{(p_{v2} - p_{v1})} = k_n + \frac{\rho_l r_v T K_{lmax}}{p_s} \left(\frac{p_{v2}}{p_s} \right)^{\delta-1} \quad (V.39)$$

d'où :

$$\lim_{p_{v1} \rightarrow p_{v2}} \left(\ln \left(\frac{B}{p_{v2} - p_{v1}} - k_n \right) \right) = \ln \left(\frac{\rho_l r_v T K_{lmax}}{p_s} \right) + (\delta - 1) \ln \left(\frac{p_{v2}}{p_s} \right) \quad (V.40)$$

Ainsi en étudiant la variation de $\ln(B/[p_{v2}-p_{v1}]-k_n)$ en fonction de $\ln(p_{v2}/p_s)$ pour des valeurs de p_{v1} et p_{v2} proches on trouve K_{lmax} et δ (fig 48)

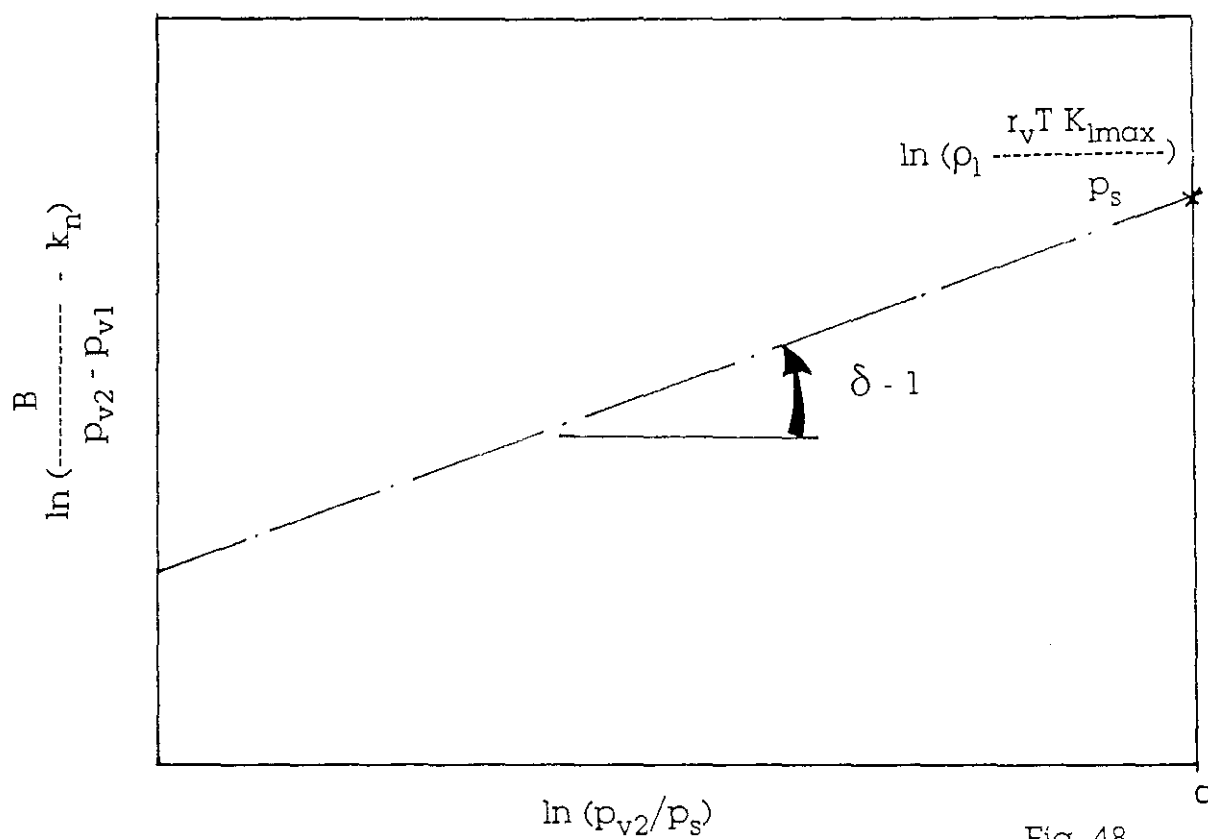


Fig. 48

5.5.3 DEFINITION D'UN PLAN EXPERIMENTAL :

L'analyse précédente nécessite des mesures dans des conditions choisies judicieusement. D'autre part, il est clair que nous souhaitons déterminer par cette méthode, les perméabilités liquides de matériaux très peu humides (humidité relative d'équilibre inférieure à 95%). Dans les conditions où l'humidité est plus élevée, la méthode osmotique décrite précédemment nous paraît mieux adaptée, les potentiels étant alors mieux maîtrisés.

Pour les besoins de l'analyse, nous avons décrit notre méthode en utilisant les pressions de vapeur p_{v1} et p_{v2} . Mais pratiquement, pour fixer p_{v1} et p_{v2} , on utilise des solutions saturées qui régulent non pas la pression de vapeur p_v mais l'humidité relative HR. Nous décrivons donc les conditions expérimentales requises par ce paramètre.

Détermination de π_0^* et k_n :

Nous devons obtenir des flux dans des conditions de faible hygrométrie et pour des pressions totales variées. Nous proposons alors d'appliquer deux couples d'humidité relative dans quatre conditions de pression totale.

Par exemple :

HR ₁ (%)	HR ₂ (%)	\overline{p}_T (mmHg)			
0	15	50,	120,	380,	760
15	50	50,	120,	380,	760

Si aucune configuration particulière n'est requise pour déterminer A, B et C, nous devons veiller à ce que l'ensemble du domaine étudié soit bien représenté. C'est en effet sur la base de ces trois paramètres que nous devons déterminer γ , K_{lmax} et δ .

Détermination de γ :

Nous devons impérativement choisir des valeurs proches de HR_1 et HR_2 . Nous choisissons en outre d'appliquer des valeurs élevées de l'humidité relative car :

- . La diminution de π_v^* avec HR (caractérisée par γ) doit à priori avoir lieu pour des valeurs élevées de HR
- . Nous pouvons obtenir dans ce domaine des flux assez importants pour des gradients faibles, ce qui améliore la précision de la mesure.

Enfin, on peut remarquer que la pression totale n'intervient pas dans la détermination de γ .

De ce fait nous choisissons de travailler à une pression totale basse, condition dans laquelle la mesure est plus rapide. Nous appliquerons donc les conditions suivantes :

HR_1 (%)	HR_2 (%)	\overline{p}_T (mmHg)
50	65	50
65	70	
70	75	
75	80	
80	85	
90	93	
93	95	
95	97	

DETERMINATION DE δ ET K_{lmax} :

Nous devons nous placer ici dans des conditions similaires à celles nécessaires pour la détermination de γ . Nous prendrons donc des couples d'humidités relatives semblables en procédant à des niveaux de pressions totales différents (afin d'obtenir une bonne valeur de B.).

HR_1 (%)	HR_2 (%)	$\overline{p_T}$ (mmHg)	
50	65	120,	380,760
75	80	120,	380,760
90	93	120,	380,760
95	97	120,	380,760

Ainsi, avec 28 points de mesure, nous devrions pouvoir identifier les 5 paramètres qui nous sont nécessaires.

VI

EXEMPLES D'APPLICATIONS DU MODELE

INTRODUCTION :

Nous allons dans ce chapitre présenter quatre cas de calcul afin de montrer la pertinence du modèle que nous proposons pour les études qui intéressent la technologie du bâtiment.

Nous nous référons à des données existantes pour comparer les résultats des deux premiers calculs aux observations expérimentales.

Les deux derniers cas présentés n'ont pas été strictement validés. Ils ont pour but de montrer l'utilité technique du modèle que nous avons développé par son application à des configurations particulières.

6.1. SECHAGE DU BETON CELLULAIRE :

En 1971 VAN DER KOOI présente une thèse [114] dans laquelle il applique le modèle de DE VRIES dans diverses configurations mettant en jeu du béton cellulaire. On dispose ainsi pour ce matériau des valeurs mesurées de tous les coefficients du modèle de DE VRIES et de résultats d'essais de transfert.

A partir des coefficients mesurés par VAN DER KOOI nous pouvons déterminer ceux qui interviennent dans notre modèle. (par application de la méthode de changement de variables présentée au chapitre III).

Nous avons notamment obtenu pour la perméabilité liquide la courbe illustrée par la fig 40 du chapitre V.

Nous avons alors appliqué notre modèle au cas de séchage du BCA initialement au taux d'humidité volumique uniforme de 25 %, la température initiale étant elle aussi uniforme et égale à 23°C. L'échange d'humidité a lieu sur une seule face, l'ambiance extérieure étant fixée à 23°C et à 60 % d'humidité relative ; sur la face étanchée, la température est maintenue à 23°C.

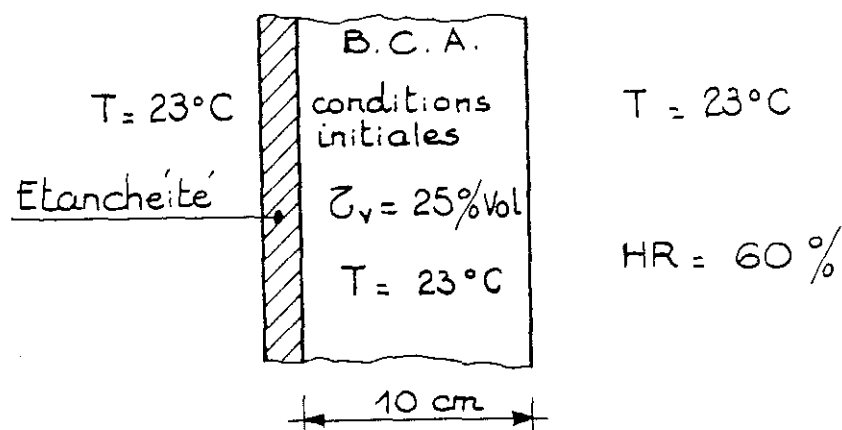


Fig. 49

VAN DER KOOI a mesuré la variation de la masse totale de l'échantillon au cours du temps.

La comparaison entre cette grandeur mesurée et celle déterminée par notre calcul est montrée sur la figure 50.

Il faut noter en particulier que tous les paramètres du calcul ont été déterminés à partir des données de VAN DER KOOI aucun ajustement n'a été fait.

On peut remarquer la bonne concordance entre le calcul et la mesure, malgré le peu de précision que l'on peut attendre de la détermination de la perméabilité liquide.

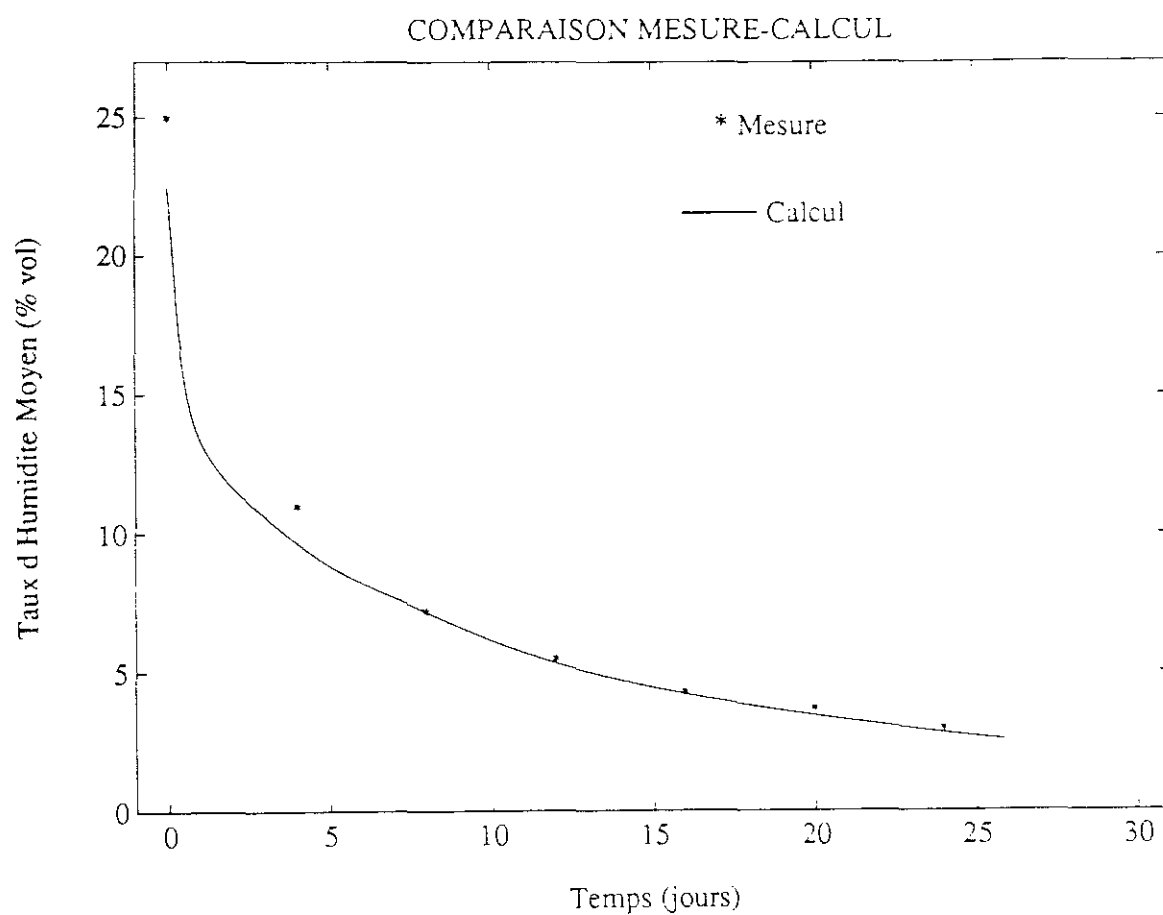


Fig. 50



6.2. CONDENSATION FORCEE DANS UN PANNEAU D'ANAS DE LIN :

6.2.1. LE MATERIAU ETUDIE :

L'amas de lin est un matériau isolant assez fortement hygroscopique utilisé pour l'isolation des toitures terrasses.

Il est constitué de fibres de lin agglomérées par une colle phénolique. Les panneaux sont obtenus en comprimant cette agglomérat. Ce procédé de fabrication entraîne des variations de densité importantes dans l'épaisseur du panneau dont résultent des variations des propriétés hygrothermiques.

Nous avons pris en compte l'hétérogénéité de ce matériau en assimilant un panneau à une superposition de trois couches de matériaux, les deux couches extérieures ayant les mêmes caractéristiques.

Les propriétés hygrothermiques de chacun des deux matériaux constituant le panneau ont été déterminées. A titre d'exemple, nous reproduisons les isothermes de sorption au centre et aux extrémités du panneau sur la fig 51.

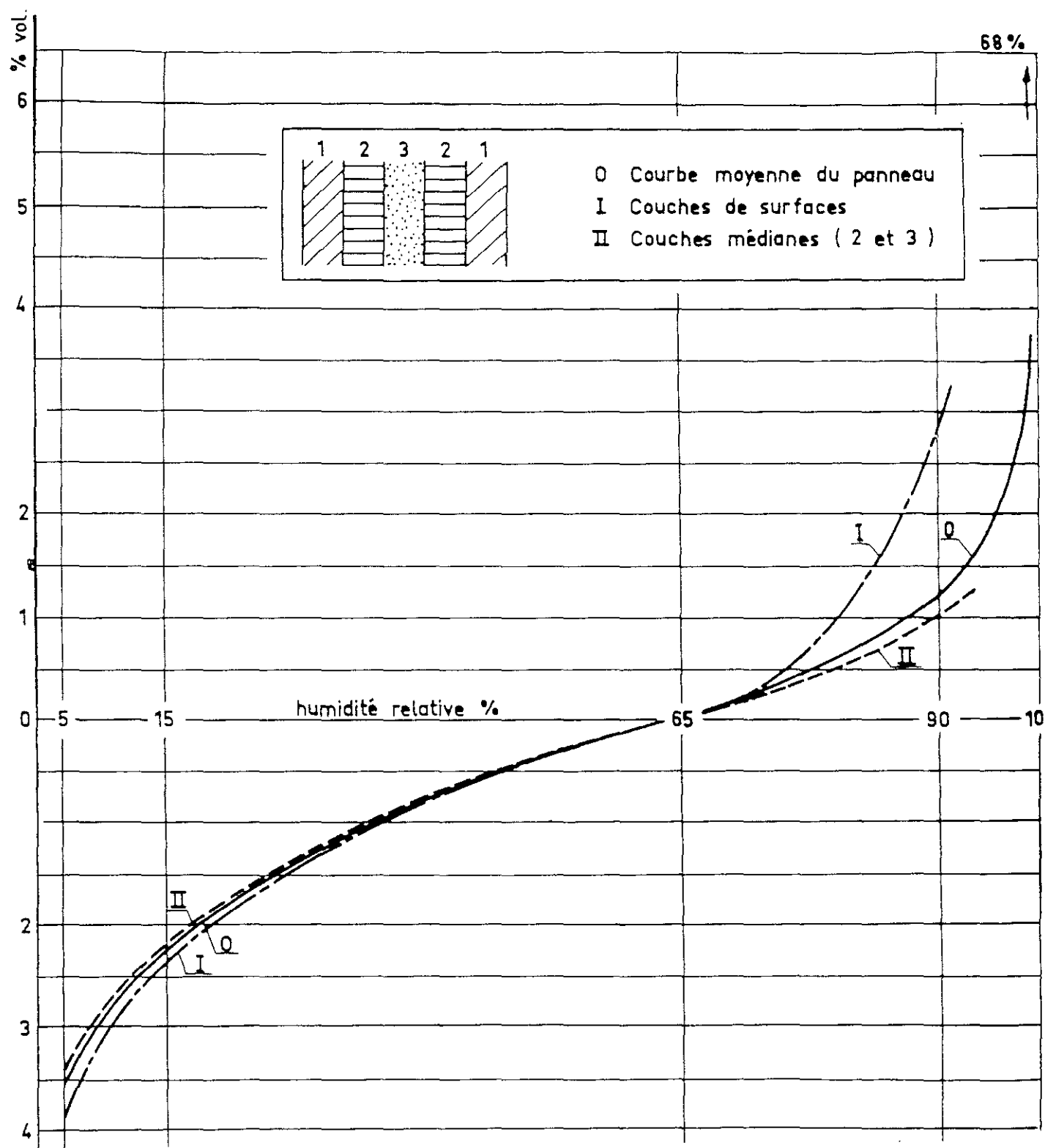


Fig. 51

6.2.2. LES CONDITIONS EXPERIMENTALES :

L'expérimentation réalisée reproduit le fonctionnement d'un panneau d'anas de lin de 44 mm d'épaisseur installé en isolation, de toiture terrasse, dans des conditions hivernales. Ainsi sur une face on applique des conditions supposées courantes dans des locaux d'habitation ($T = 20^{\circ}\text{C}$, $\text{HR} = 65\%$) et l'on étanche l'autre face en maintenant une température constante de 6°C .

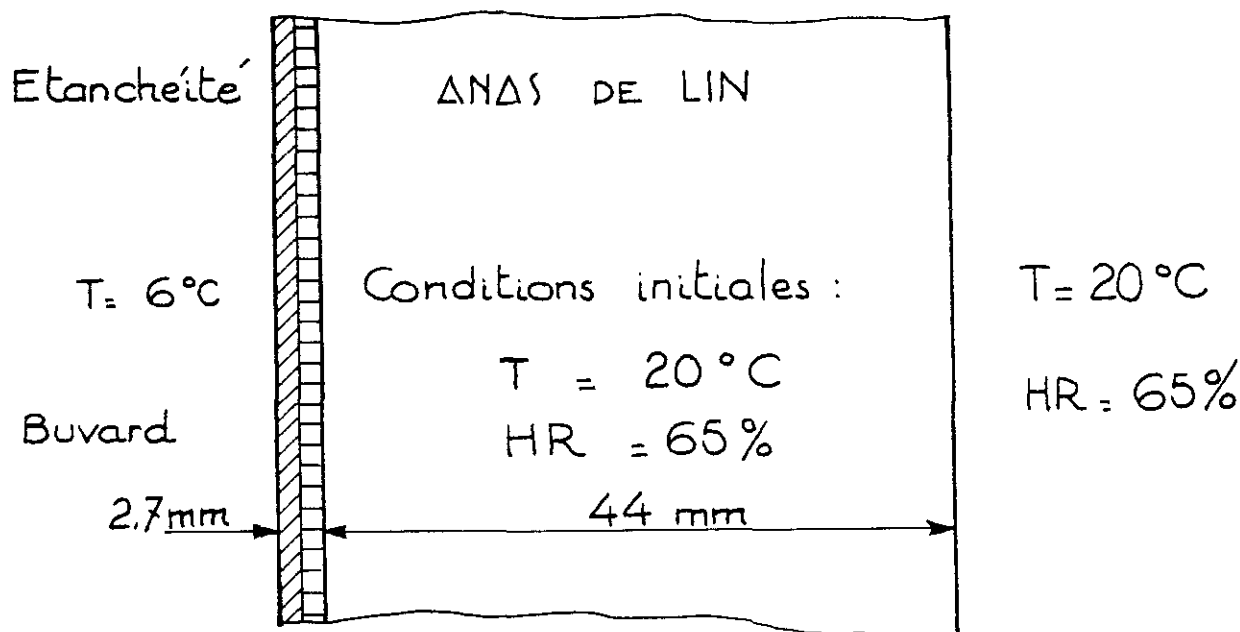


Fig. 52

On a intercallé entre l'étanchéité et le panneau d'anas de lin, une épaisseur de 2,2 mm de papier buvard. Dans l'expérience ce papier absorbe toute l'humidité qui traverse le panneau. Sa pesée donne alors une estimation de flux d'humidité traversant la face froide de l'isolant. Cette grandeur est difficilement accessible par le calcul. En effet, le flux d'humidité qui est important au travers du panneau s'annule à la frontière froide du système. Il y a ainsi à proximité de l'interface buvard/anas de lin, une chute brutale de ce flux qui interdit son estimation ponctuelle précise. Ainsi, nous n'avons pas pu valider strictement les flux calculés par notre modèle.

Nous avons simplement constaté leur décroissance rapide dans la zone la plus froide dans laquelle il était toujours possible de trouver une valeur correspondant à la mesure ce qui rendait la validation ou l'invalidation du modèle très peu critique.

Par contre, nous avons pu comparer strictement les états hygrométriques (les taux d'humidité) mesurés et calculés.

6.2.3. COMPARAISONS MESURES (*), CALCUL (-) :

Les valeurs ponctuelles du taux d'humidité mesurées (*) ont été estimées à partir des valeurs moyennes par tranches de 5,5 mm d'épaisseur obtenues par pesée. L'influence du trait de scie a été prise en compte. Cependant, malgré toutes les précautions qui ont pu être prises on estime que la précision de la détermination du taux d'humidité volumique n'exède pas $\pm 5 \text{ kg/m}^3$.

On remarque alors sur les figures 53 à 57 la bonne concordance entre les résultats calculés et mesurés. On constate en effet un écart moyen entre mesure et calcul d'environ 10 %.

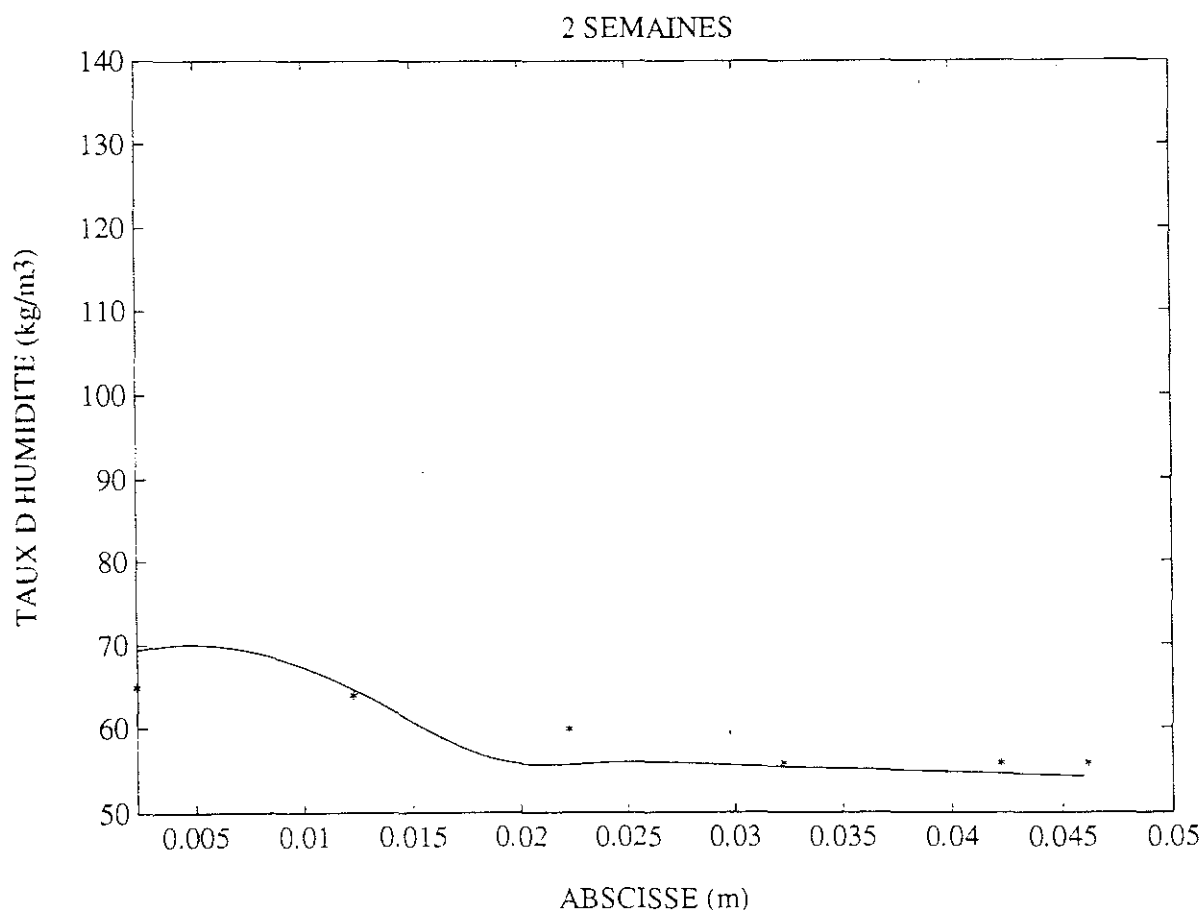


Fig. 53

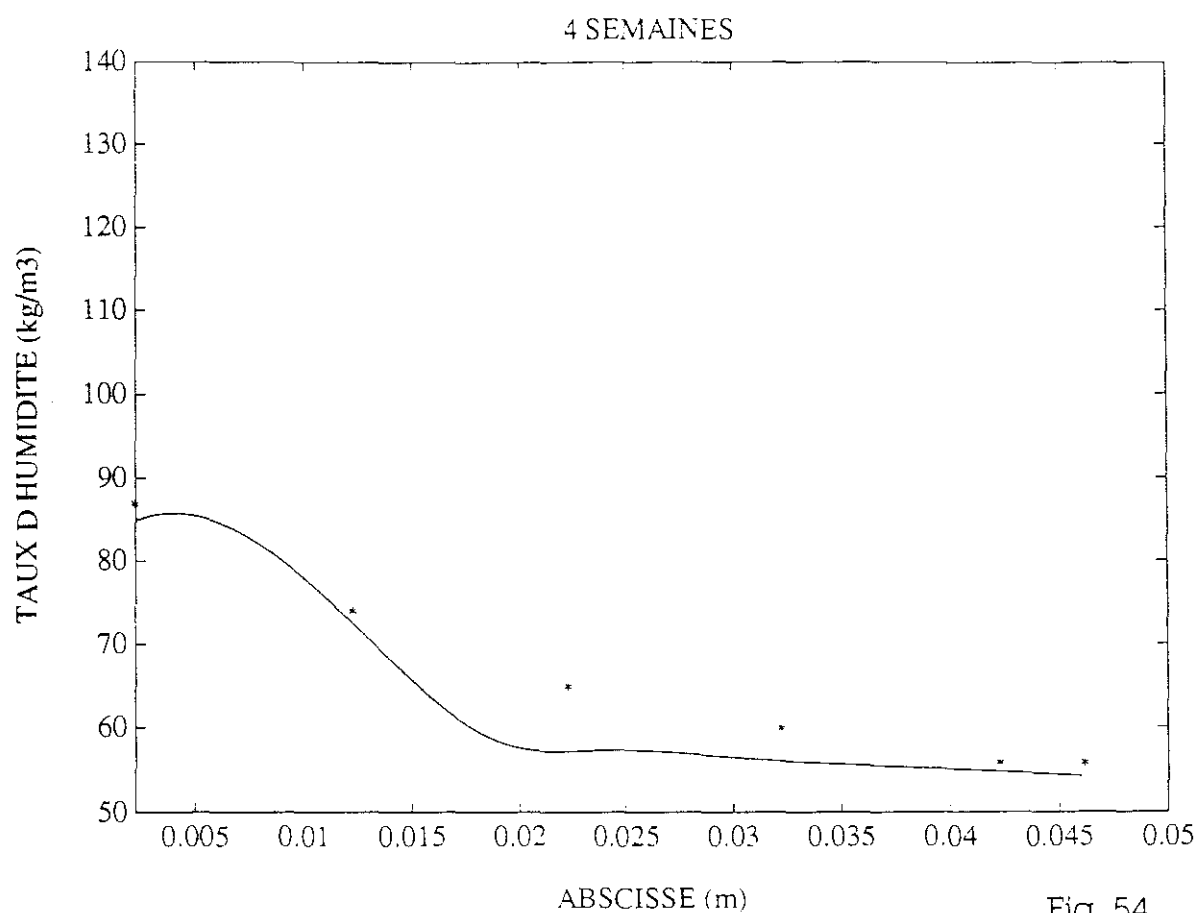


Fig. 54

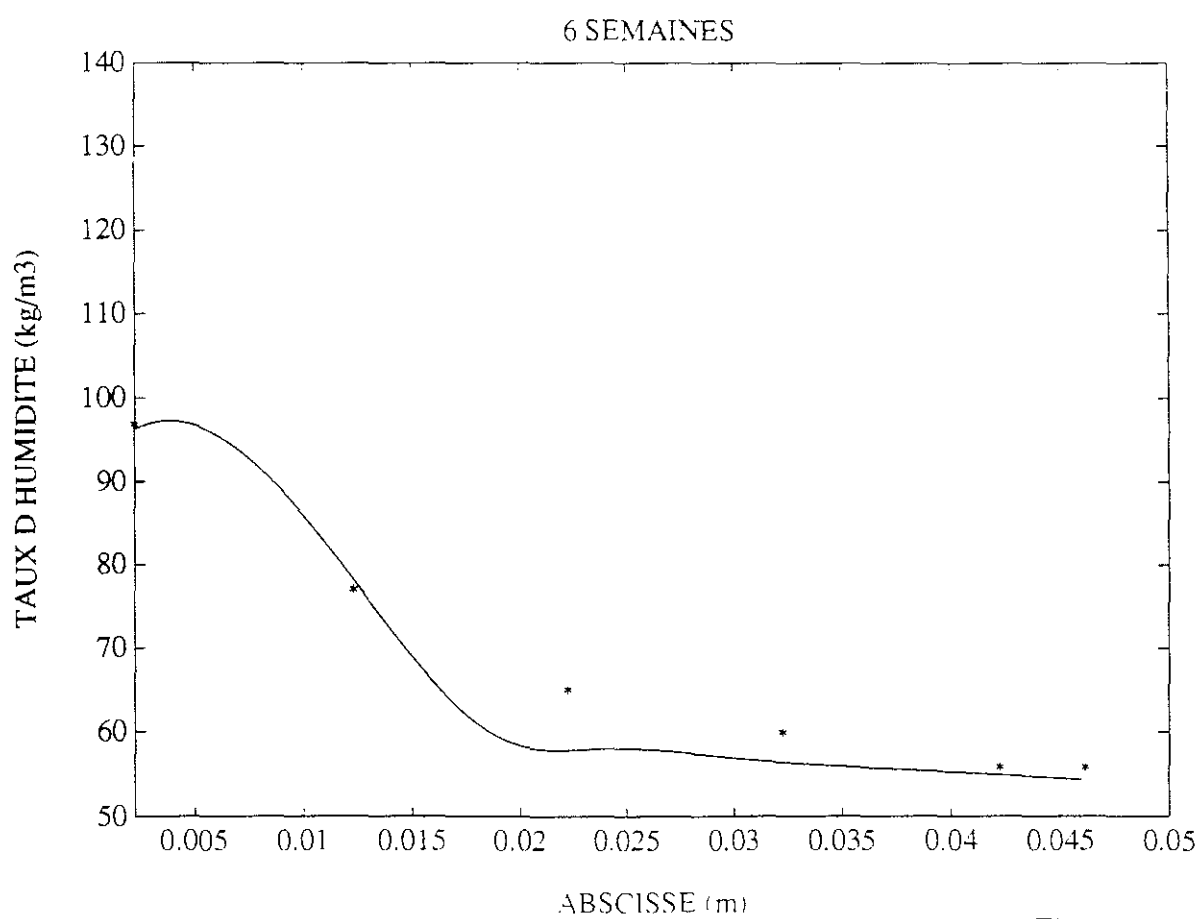


Fig. 55

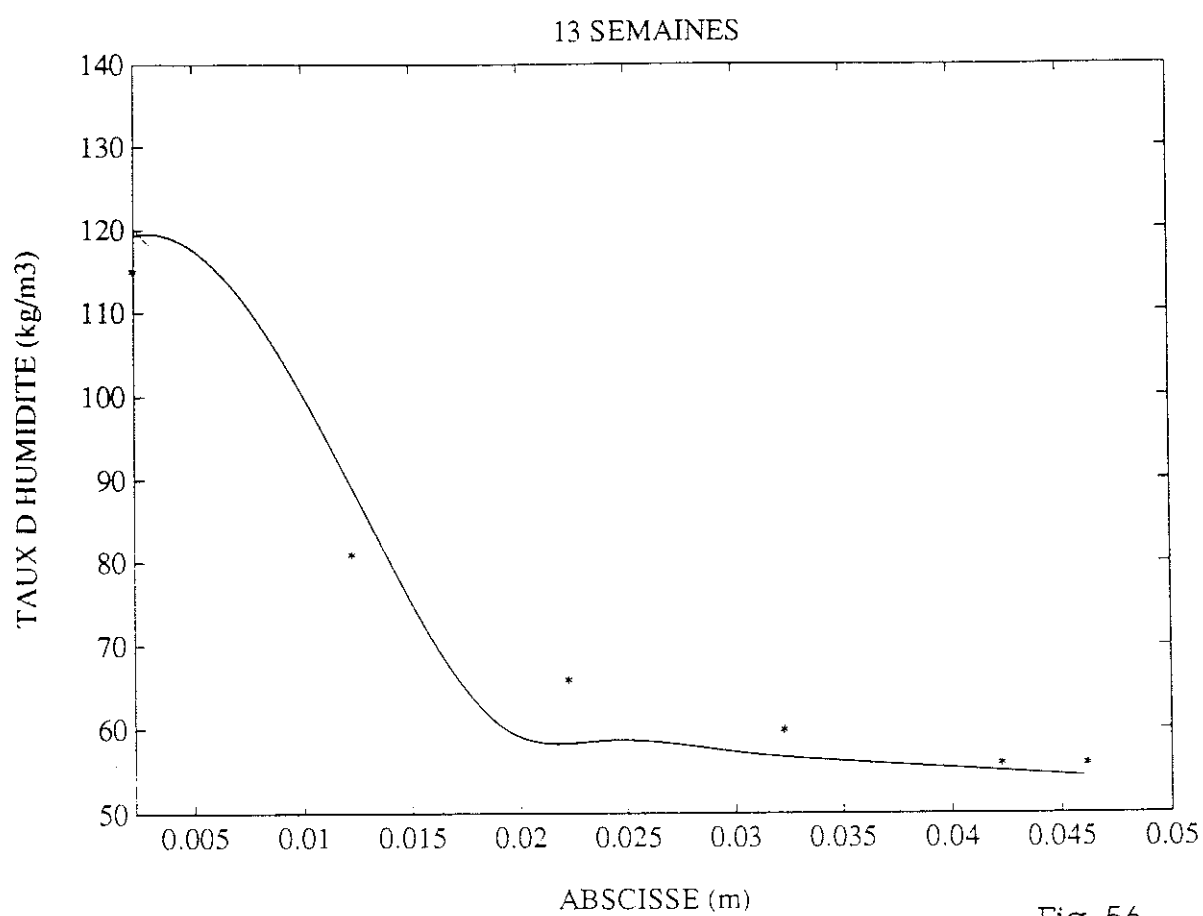


Fig. 56

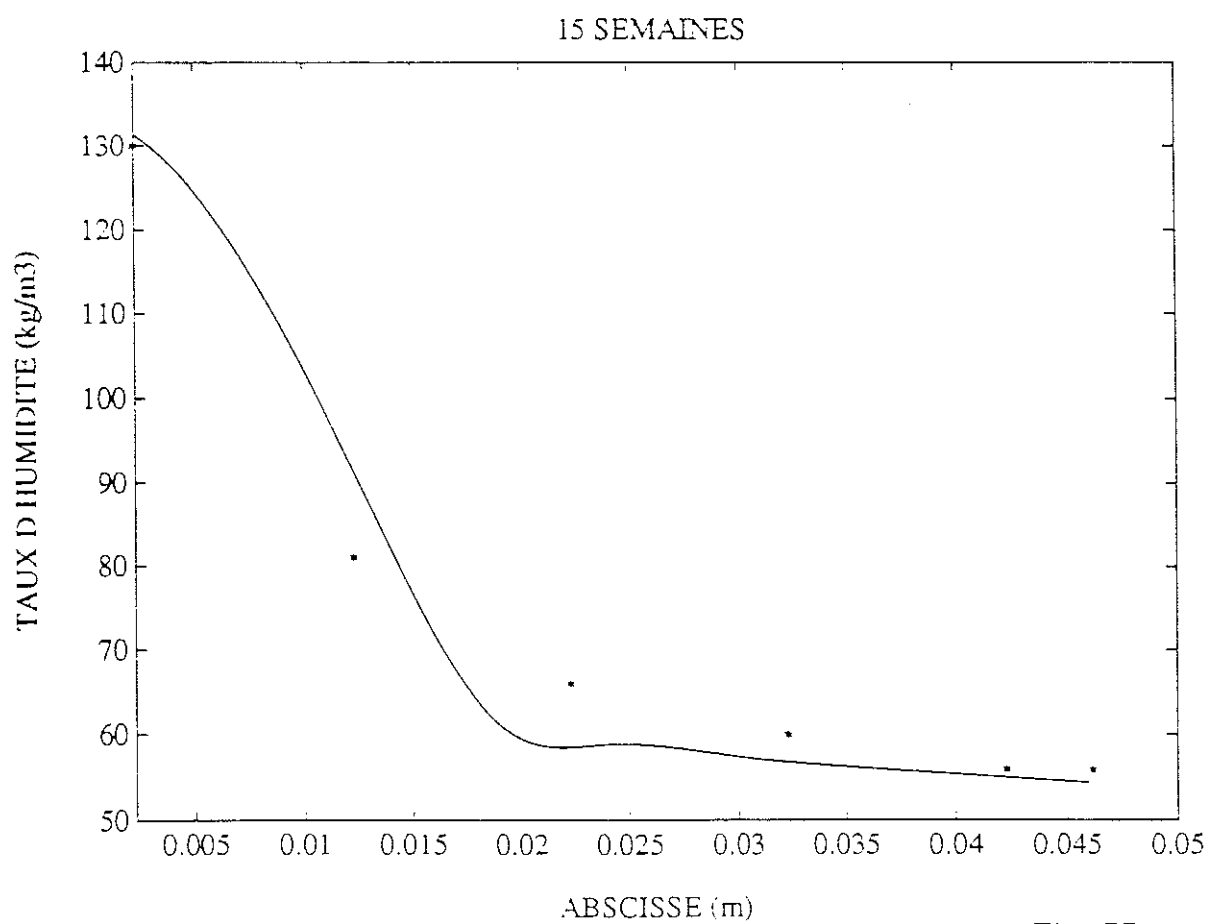


Fig. 57

6.2.4. INFLUENCE DE LA VARIATION DE TROIS DES PARAMETRES DU TRANSFERT :

Nous avons précédemment constaté la bonne concordance entre les résultats expérimentaux et ceux calculés par notre modèle. Nous avons alors voulu connaître l'influence d'une variation significative des paramètres principaux que nous déterminons expérimentalement.

Ainsi, nous avons mené le même calcul que précédemment en introduisant des valeurs des perméabilités et de la conductivité thermique égales à plus ou moins 20% de leur valeur mesurée et des valeurs de la pente de l'isotherme égales à la moitié ou au double de celle mesurée.

Les figures (58) à (63) montrent le profil des taux d'humidités calculés à 2, 4, 6, 13 et 15 semaines pour chacune des hypothèses précédentes.

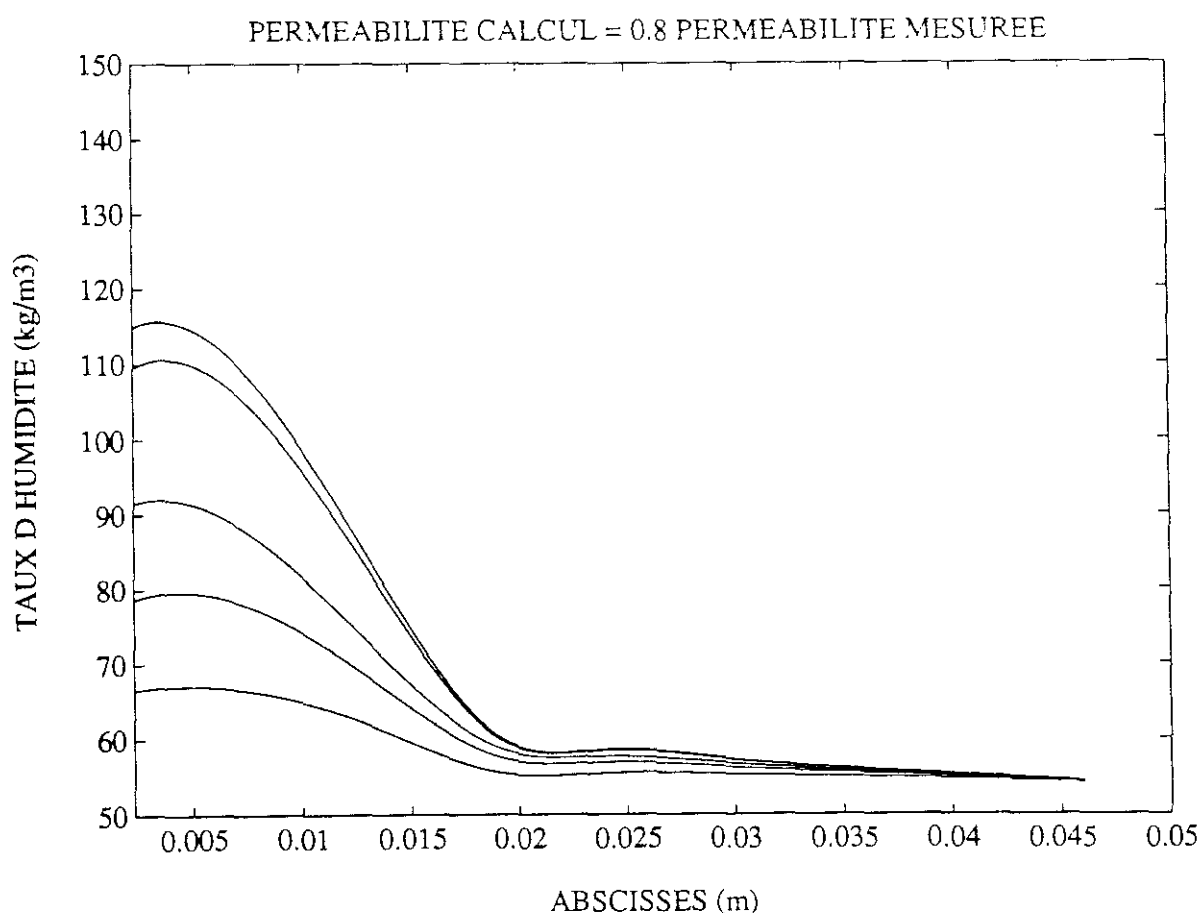


Fig. 58

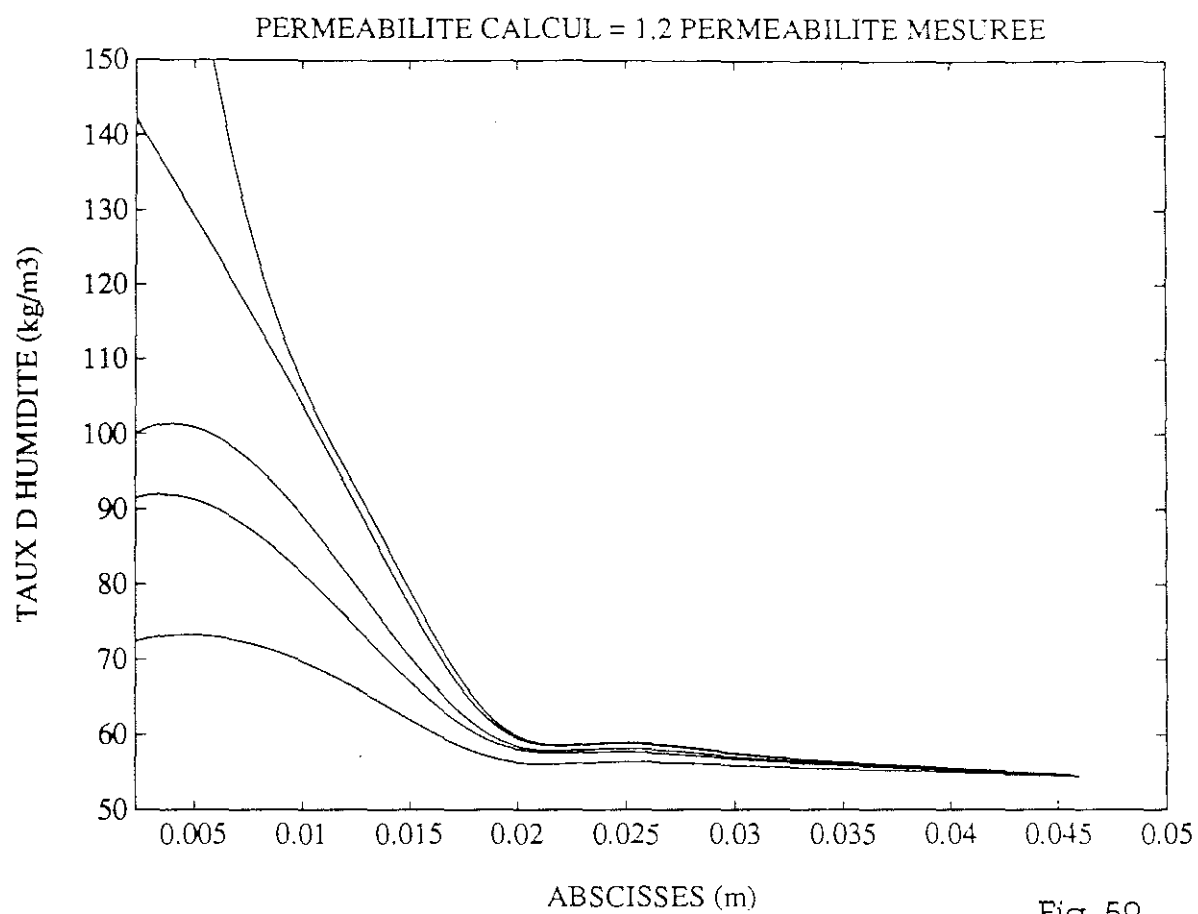


Fig. 59

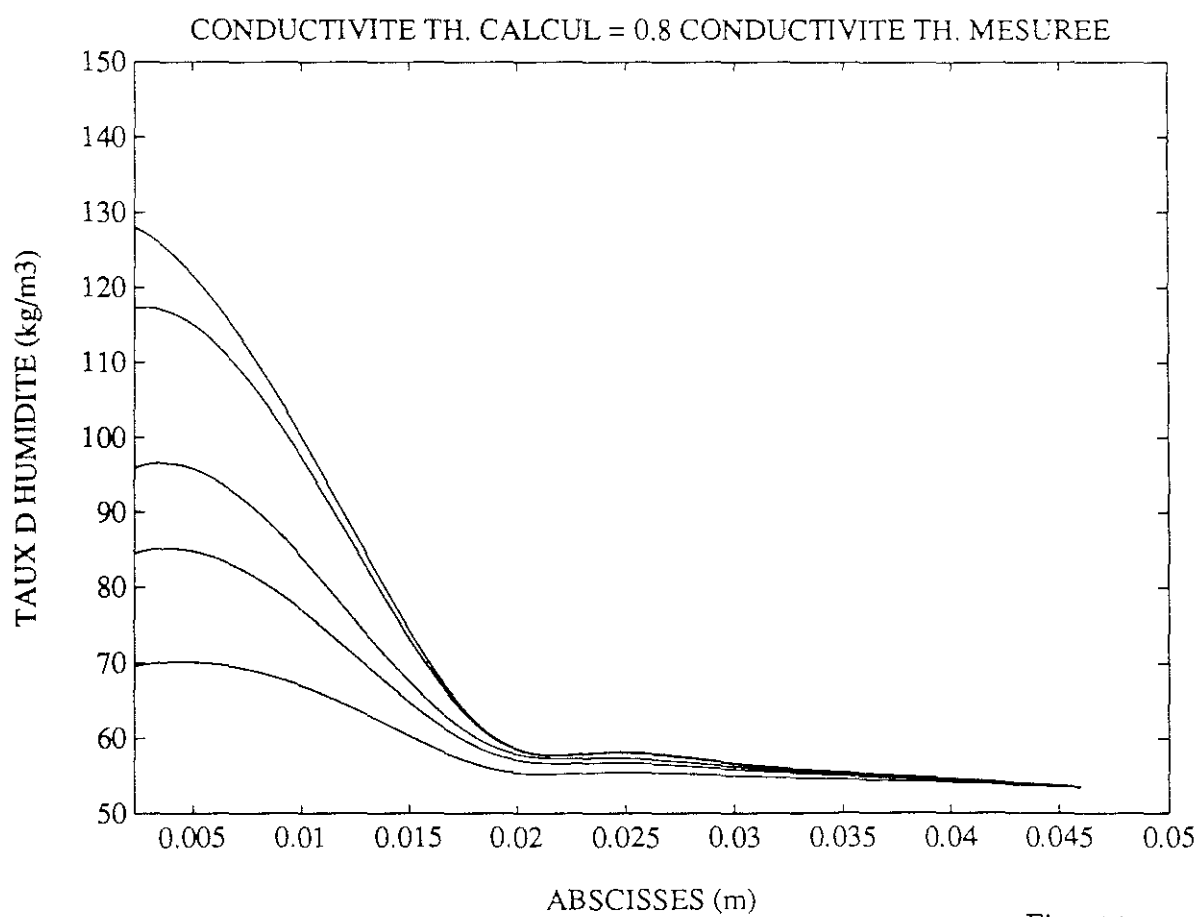
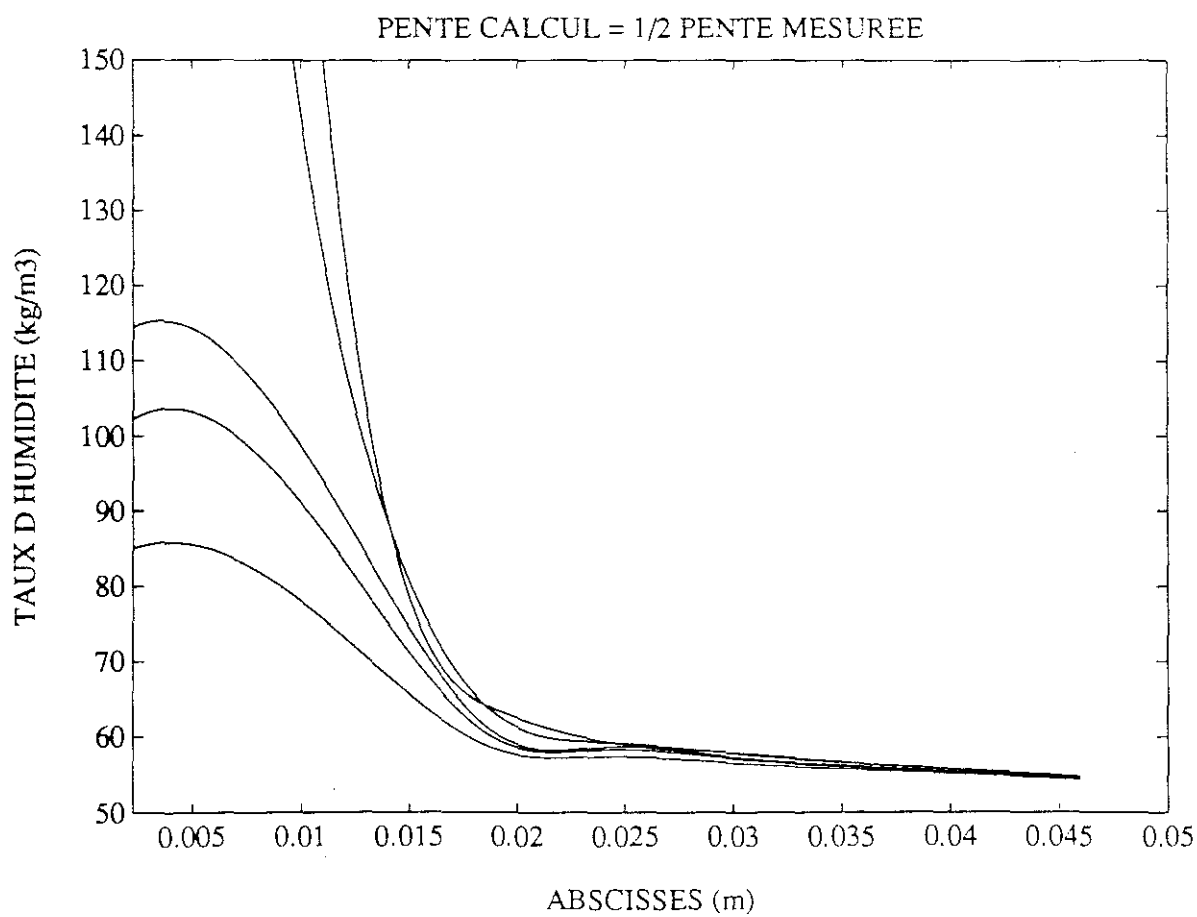
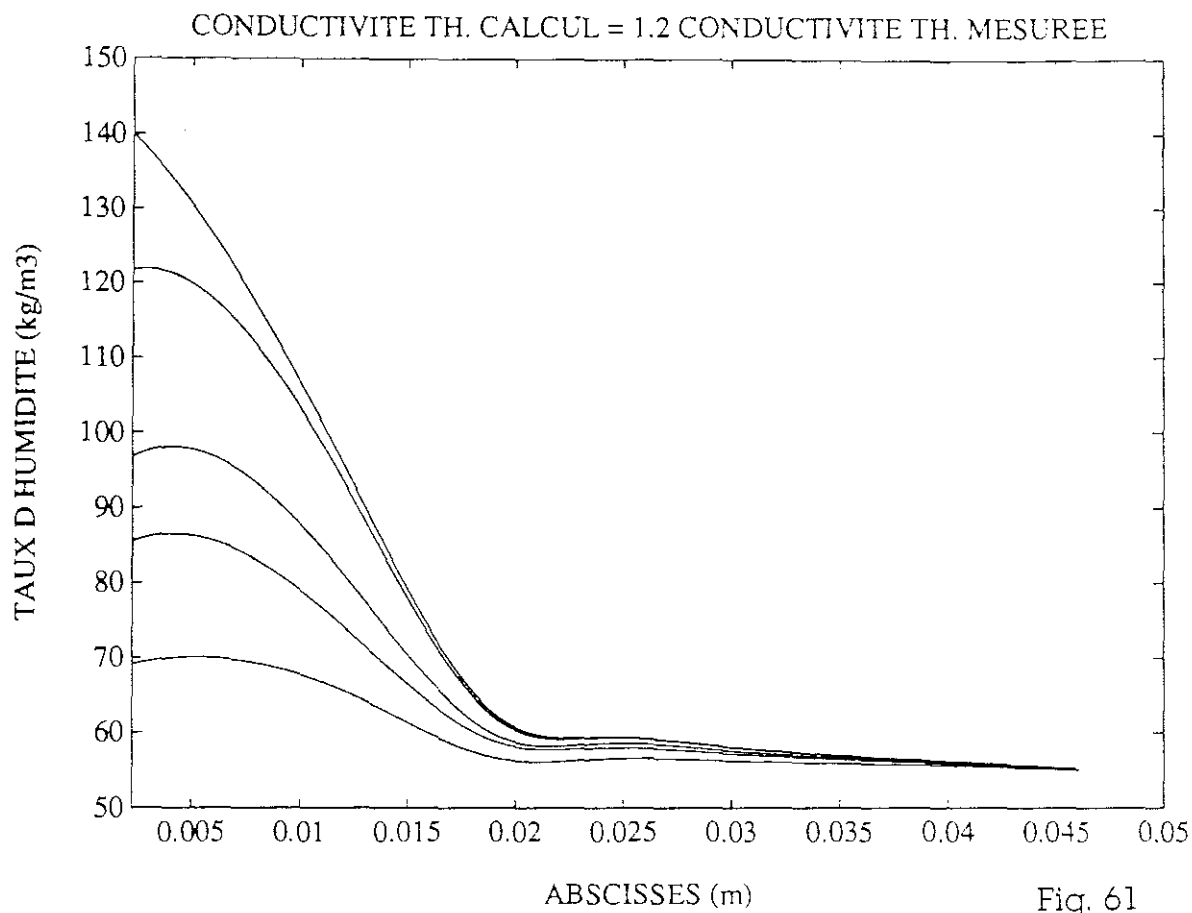


Fig. 60



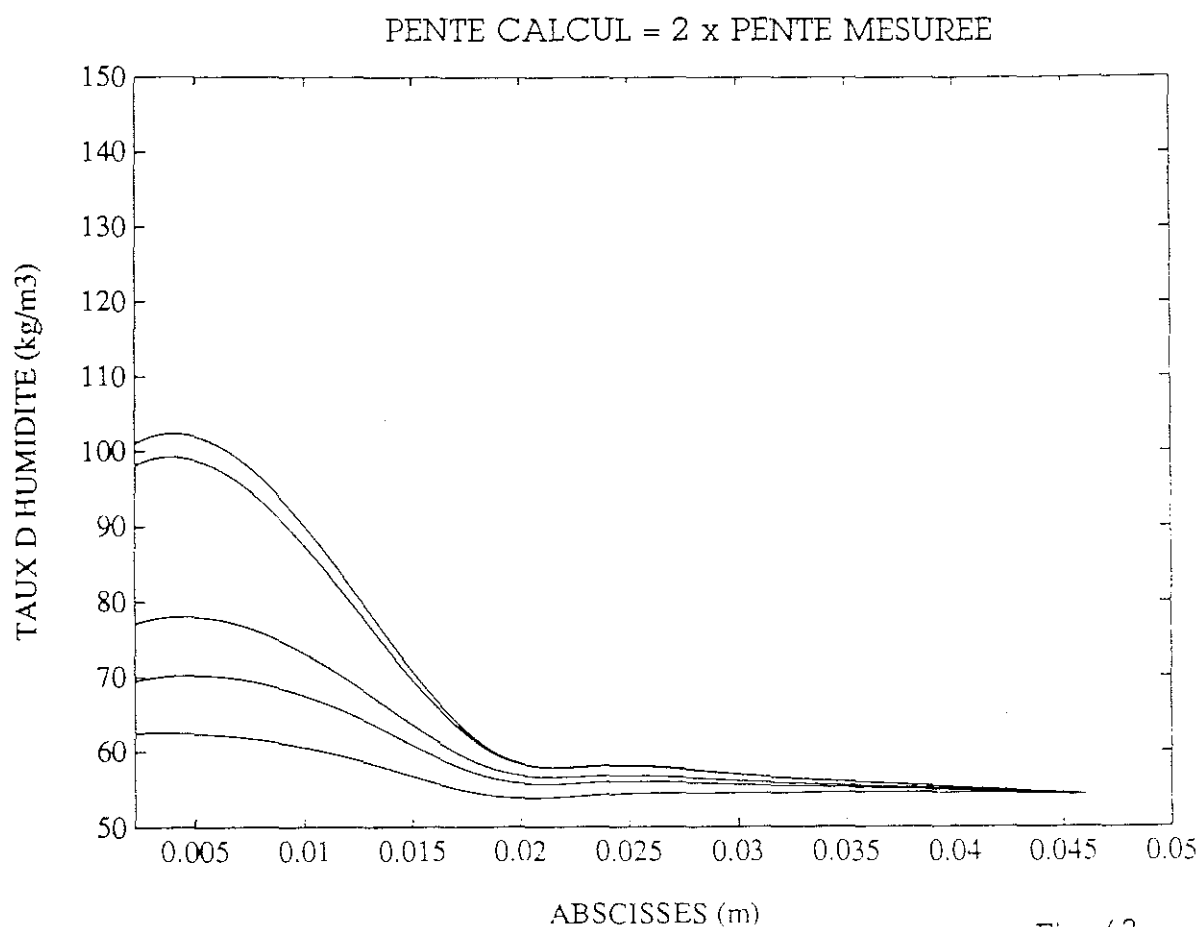


Fig. 63

Nous constatons que des erreurs de mesures ainsi introduites conduisent à des résultats qui encadrent les résultats calculés précédemment avec les paramètres effectivement mesurés. Ceci donne une confirmation qualitative de la bonne représentation du modèle. Mais le plus important est de constater que la sensibilité aux variations des paramètres est suffisamment forte pour que les écarts calcul/mesure qui apparaissent sur les figures du paragraphe 6.2.3. soient parfaitement explicables par les erreurs sur les coefficients mesurés.

Notre conclusion est que la "précisions" des prédiction de notre modèle est au moins aussi bonne que celle des expérimentations. Vouloir valider le modèle au delà de ce point nécessitera des mesures beaucoup plus précises.

Il nous semble intéressant de revenir sur la précision estimée de la mesure de la diffusivité (comprise entre 20 et 80 %) qui engendre à priori une erreur relative sur les perméabilités encore plus importantes. C'est pourquoi avons tenté de définir de nouvelles méthodes expérimentales qui permettraient de réduire sensiblement l'incertitude sur leurs valeurs mesurées. Ces méthodes ont été présentées au chapitre précédent.

6.3 TRANSFERT SOUS GRADIENT THERMIQUE

6.3.1. PRESENTATION DU CALCUL :

Nous nous proposons dans ce nouveau calcul de montrer le fonctionnement de notre modèle dans un cas où celui de DE VRIES n'est pas applicable. Nous imposons à un matériau initialement en équilibre dans une ambiance donnée, une baisse de la température, de 20°C à 5°C en une heure sur ses deux faces.

Dans ces conditions, le taux d'humidité moyen doit rester constamment égal au taux initial.

Nous avons supposé dans ce calcul que les isothermes de sorption étaient indépendantes de la température dans l'intervalle [5°C, 20°C]. Ainsi, le taux d'humidité initial fixera l'humidité relative finale.

Nous avons étudié le comportement de deux matériaux (l'anas de lin et le béton cellulaire) dans deux conditions d'équilibre initial différentes (HR = 65 % et HR = 90 % à 20°C).

6.3.2. PRESENTATION DES RESULTATS :

La figure 64 montre l'évolution, quart-d'heure par quart-d'heure, des densités de flux d'humidité qui apparaissent au travers d'un panneau d'anas de lin initialement en équilibre dans l'ambiance à 90 % d'humidité relative, (les flux sont considérés positifs lorsqu'ils se produisent dans le sens des abscisses croissantes). Ces profils résultent des profils de pressions de vapeur et de températures donnés sur les fig 65 et 66. On voit ainsi que le processus qui se met en place amène l'eau du centre de l'éprouvette vers les bords jusqu'à ce que la pression de vapeur soit uniforme et égale à celle qui donne à 5°C, l'humidité relative initiale.

Les figures 67, 68 et 69 montrent les évolutions des profils de pression de vapeur dans les trois autres cas de calcul.

Les figures 70 et 71 illustrent l'évolution de l'humidité relative en surface pour toutes les configurations étudiées.

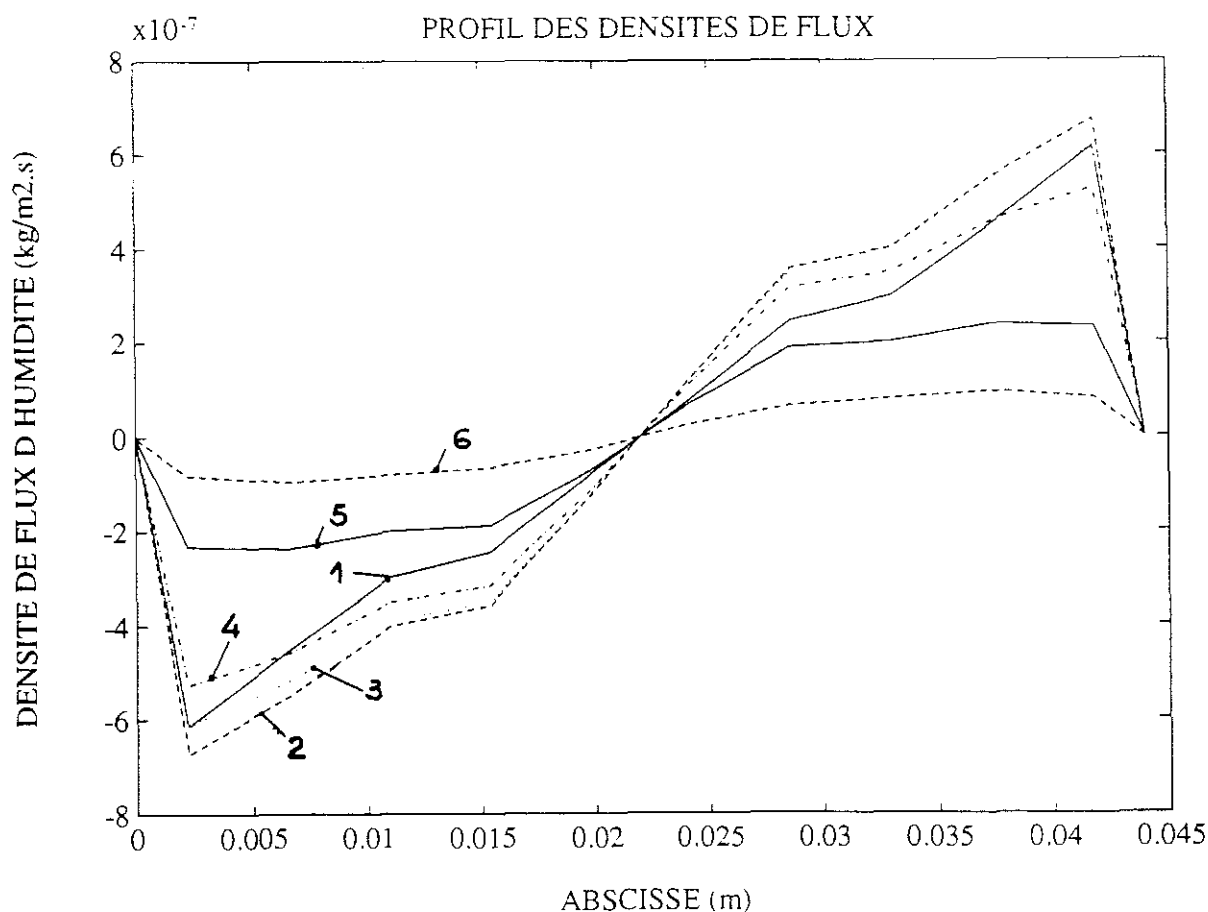


Fig. 64

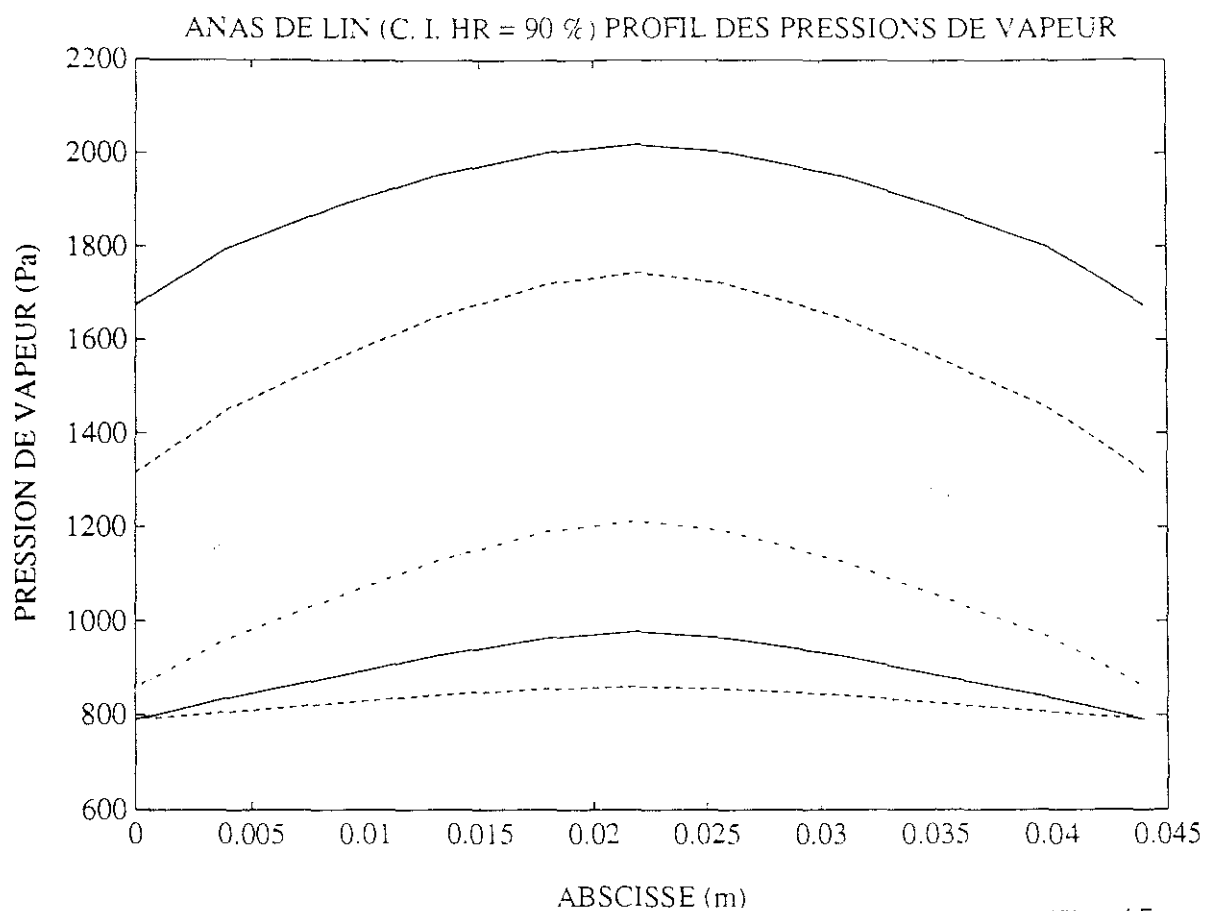


Fig. 65

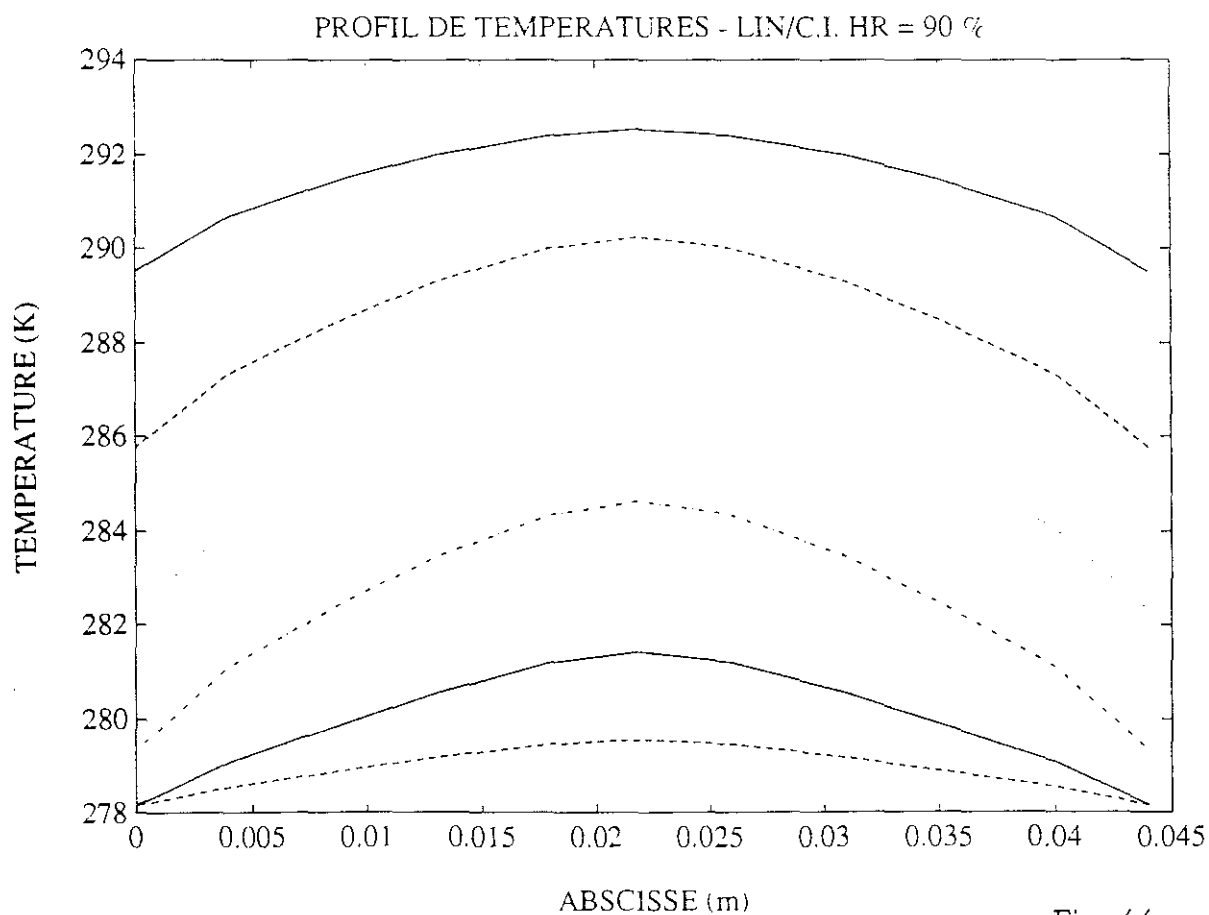
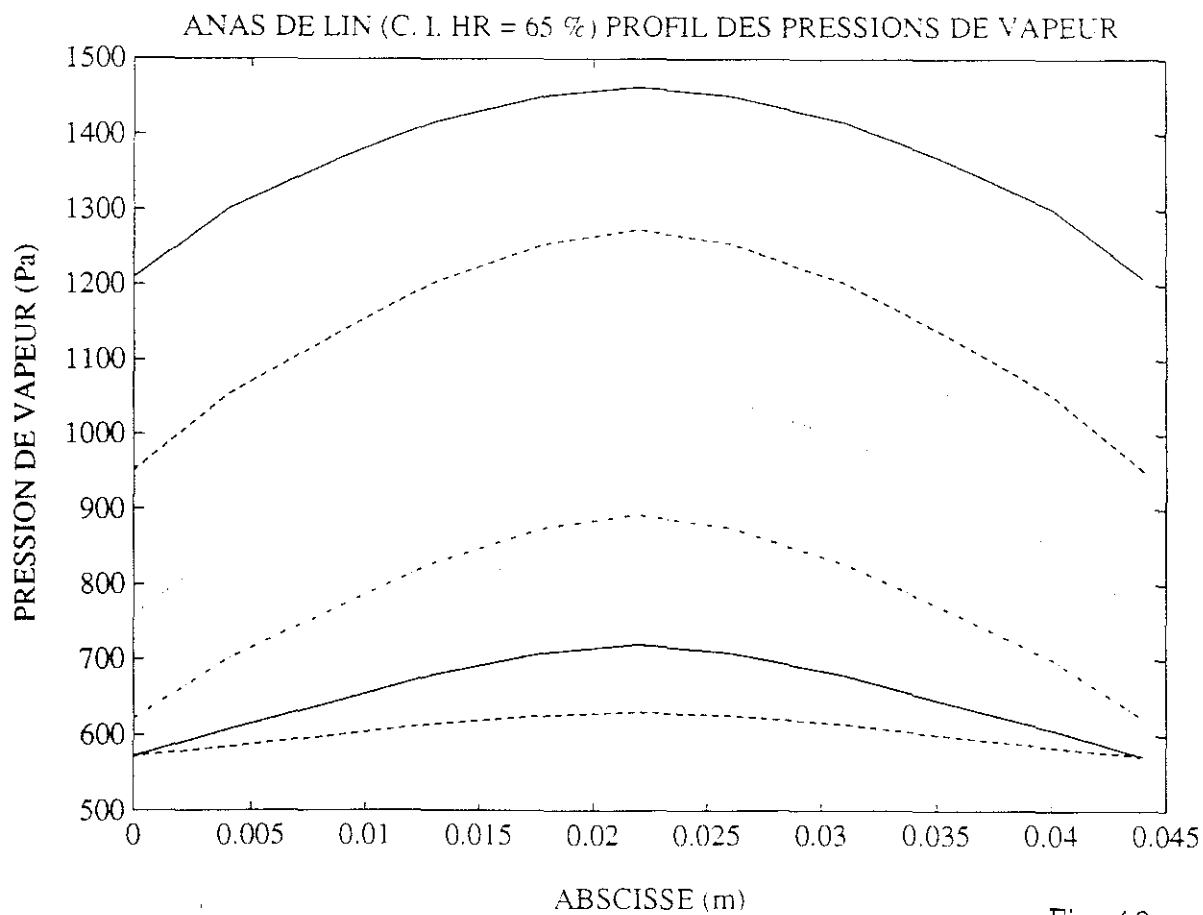
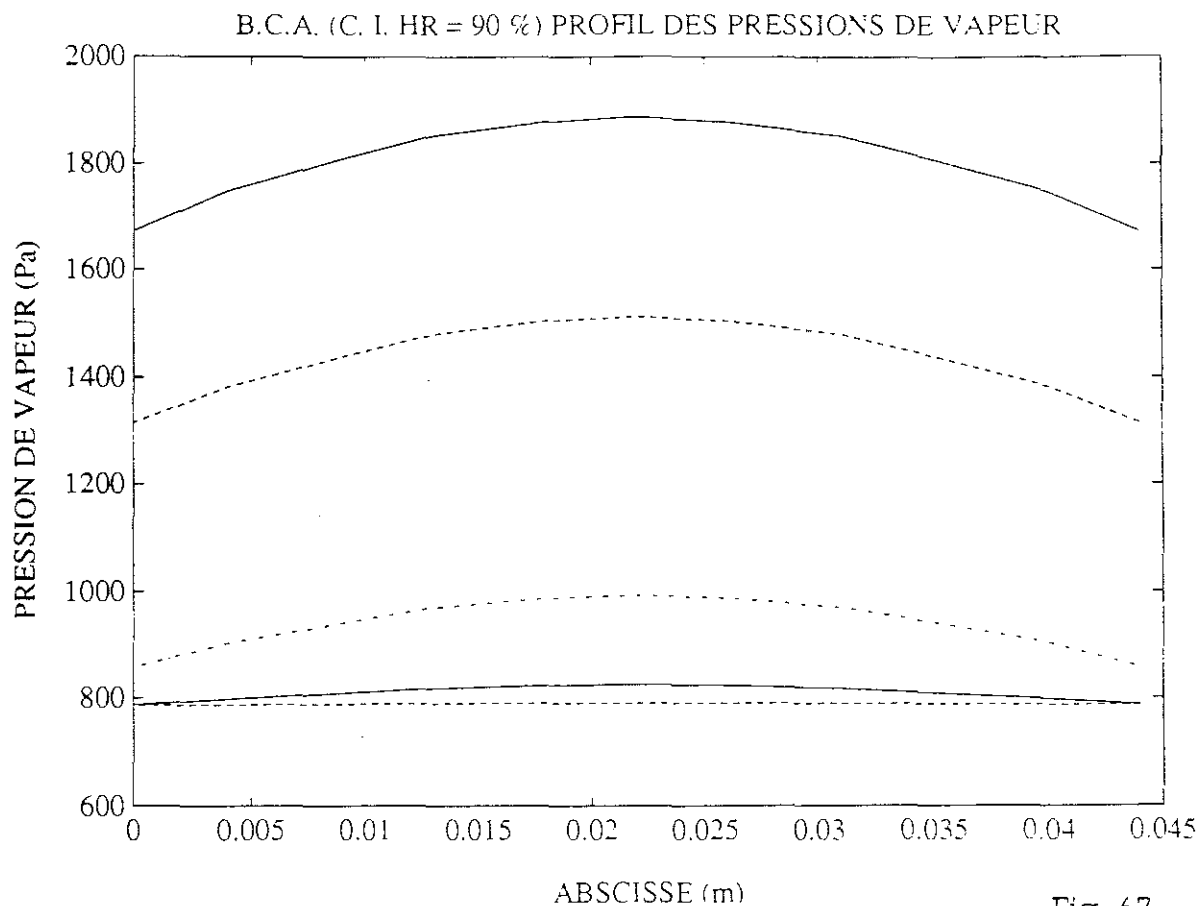


Fig. 66



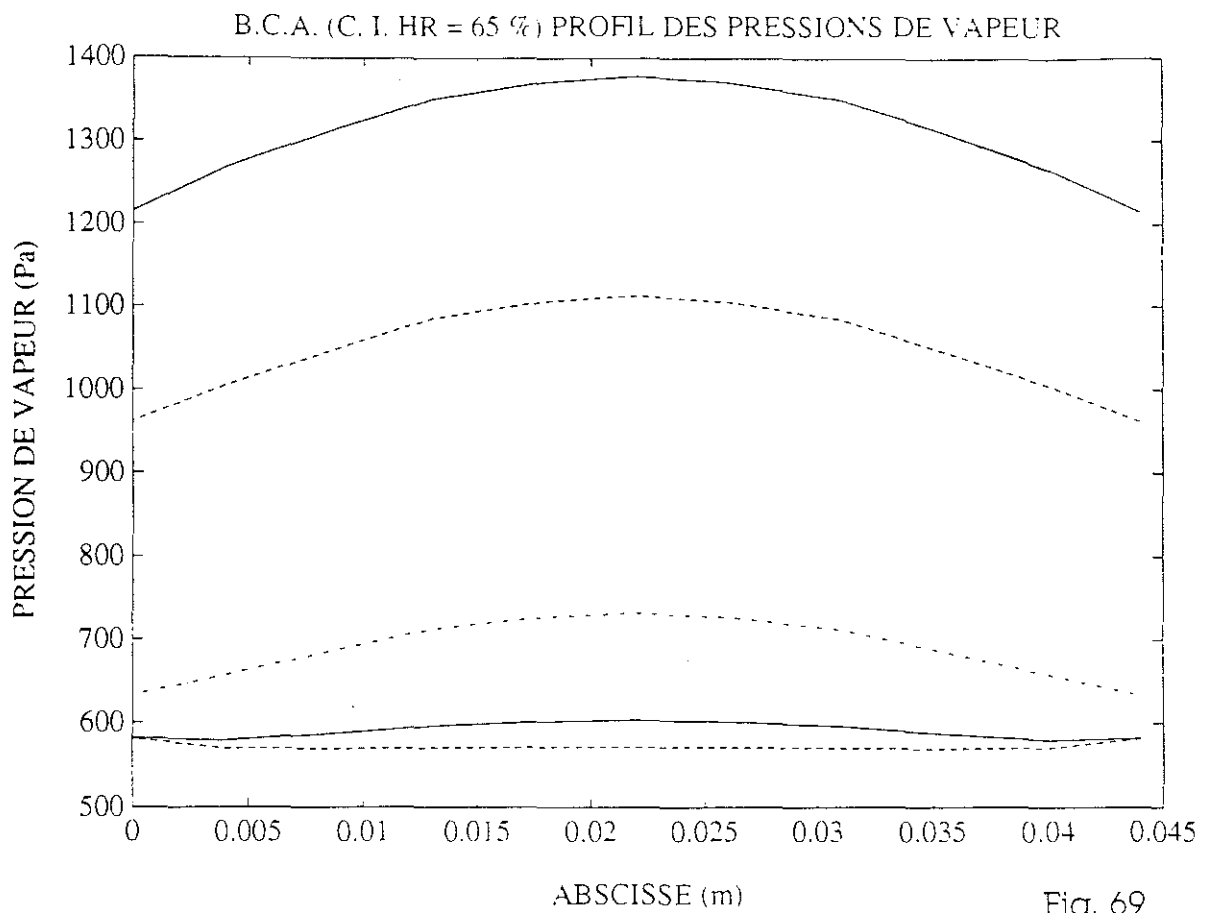


Fig. 69

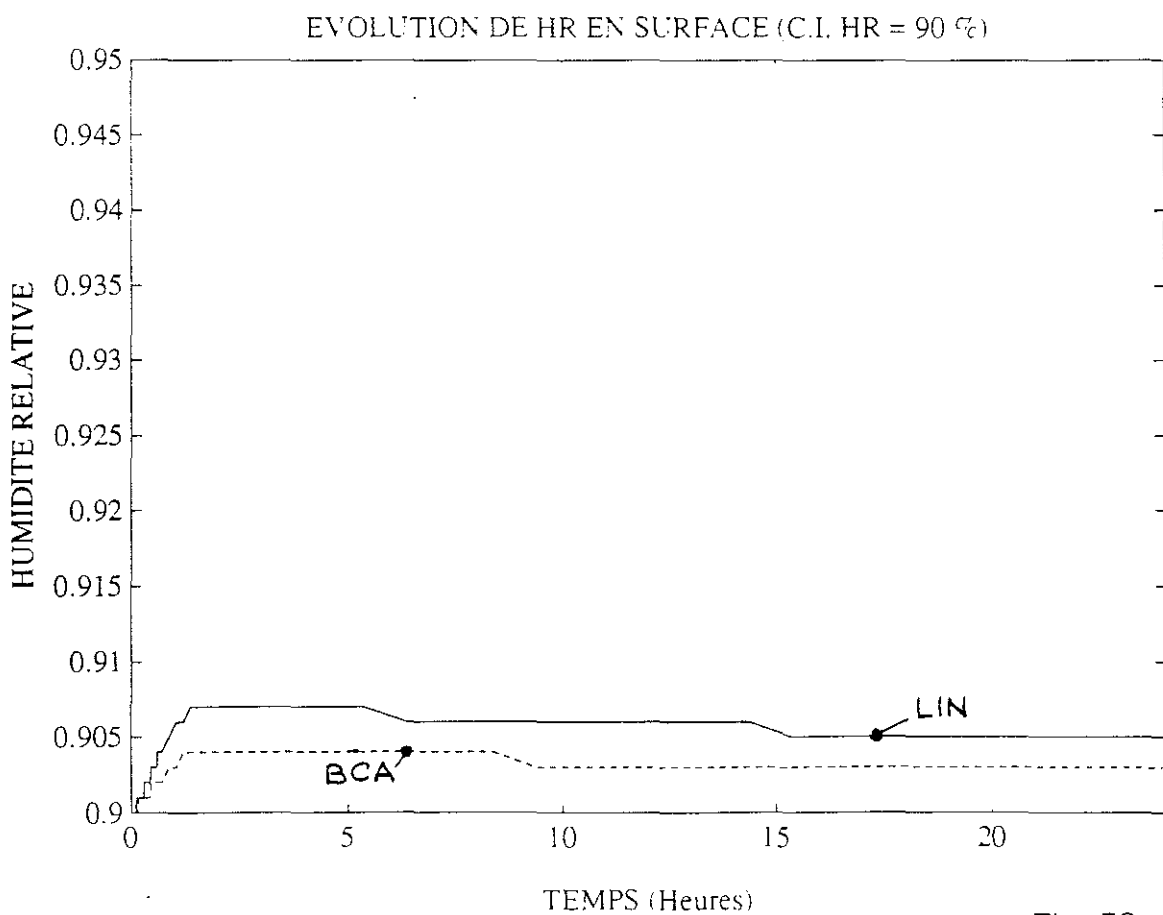


Fig. 70

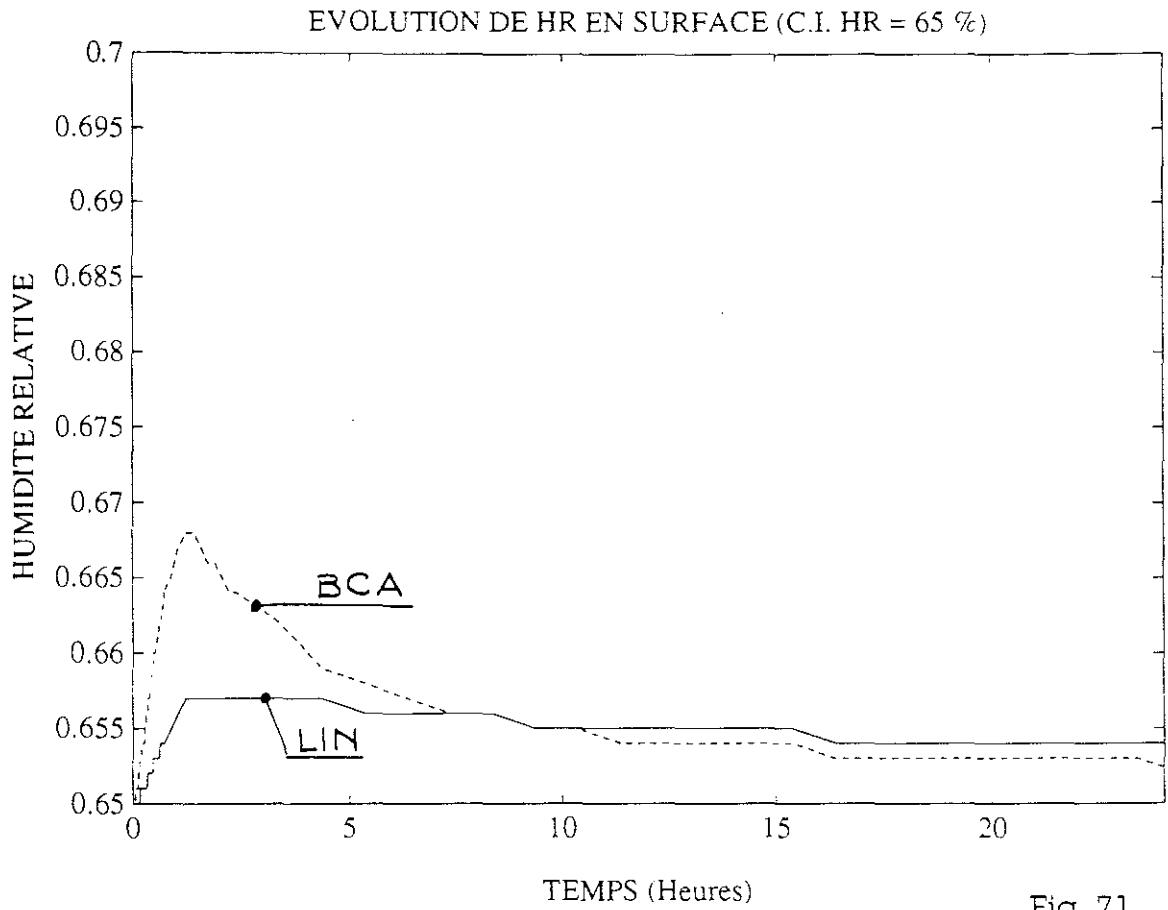


Fig. 71

6.3.3. UN CALCUL TRES SENSIBLE A LA VALEUR DE LA CHALEUR DE CHANGEMENT D'ETAT :

Du fait des conditions aux limites appliquées pour ce calcul, seules les pressions de vapeur et les températures peuvent varier notablement. Il est alors logique que dans ces conditions la chaleur de changement d'état

$$h = (r_v T^2 / p_v) (\delta p_v / \delta T)_{T_v} \quad (VI.1)$$

soit un paramètre important.

En effet, le taux d'humidité étant constant, le rapport $(\delta p_v / \delta T)_{T_v}$ fixe à la fois le rapport entre les gradients de p_v et de T , (donc le rapport des flux) et le rapport entre les variations temporelles de p_v et T (donc le rapport entre les variations énergétiques et massiques).

Le calcul nous a en effet montré que le modèle était particulièrement sensible à la valeur de la chaleur de changement d'état. Ainsi, une variation de l'ordre de 10 % de cette valeur entraine des instabilités numériques. Ce défaut de comportement de notre modèle résulte probablement d'un conditionnement numérique défaillant. Nous n'avons pas encore pu résoudre ce problème qui jusqu'ici ne s'est révélé que dans les conditions de simulation que nous avons exposées dans cette partie. la donnée exacte de la chaleur de changement d'état nous a permis d'éliminer les instabilités et de converger vers la bonne solution.

6.4. CALCULS BIDIMENSIONNELS :

6.4.1. BUT DES CALCULS PRESENTES

La justification essentielle de notre travail réside dans l'application de notre modèle à l'étude du comportement hygrothermique d'éléments de construction.

Si les calculs monodimensionnels permettent d'apprécier la validité du modèle, ils sont très limités pour des applications techniques qui ne présentent que très rarement une configuration unidirectionnelle. Ainsi, nous avons développé suivant le même modèle physique un module de calcul bidimensionnel, grâce auquel nous avons pu étudier l'influence du type d'isolation (intérieure ou extérieure) sur le comportement hygrothermique de deux ponts thermiques (un raccordement plancher/mur extérieur ; un raccordement plancher-balcon/mur extérieur).

Dans tous les cas nous appliquons un climat intérieur fixé à 20°C et à une humidité relative de 45 % (pression partielle de vapeur de 1000 Pa) et un climat extérieur de -10°C pour une humidité relative d'environ 80 %. Ces conditions maintenues pendant le mois qu'a duré la simulation ne sont guère réalistes. Mais elles permettent de bien mettre en valeur les phénomènes qui se produisent dans les ponts thermiques ainsi que la manière dont ils sont modifiés suivant la position de l'isolant.

6.4.2. CONFIGURATIONS TECHNIQUES ETUDIEES :

6.4.2.1. RACCORDEMENT PLANCHER/MUR EXTERIEUR :

Dans la première configuration technique étudiée (décrite par le schéma 72) l'isolant est placé à l'intérieur, les symétries ont permis de définir trois plans de flux nul symbolisés par un trait mixte (--- - ---). Le raccordement entre les deux éléments de gros-oeuvre fait apparaître un pont thermique.

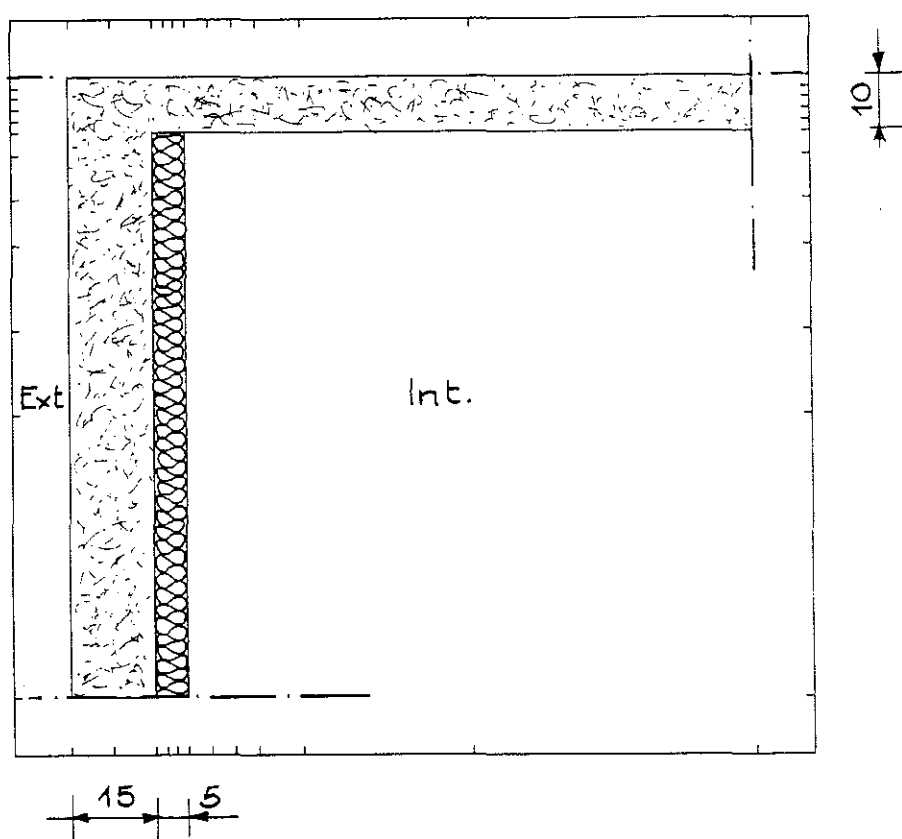


Fig. 72

D'un point de vue pratique, il est presque impossible d'effectuer un raccordement parfait entre l'isolant (souvent une plaque de polystyrène) et le plancher. Il reste le plus souvent quelques centimètres de "vide" entre le bas de cette plaque et le plancher, qui d'une part accentue le pont thermique et d'autre part amène à cet endroit des températures de surface plus basses qui aggravent les risques de condensations superficielles.

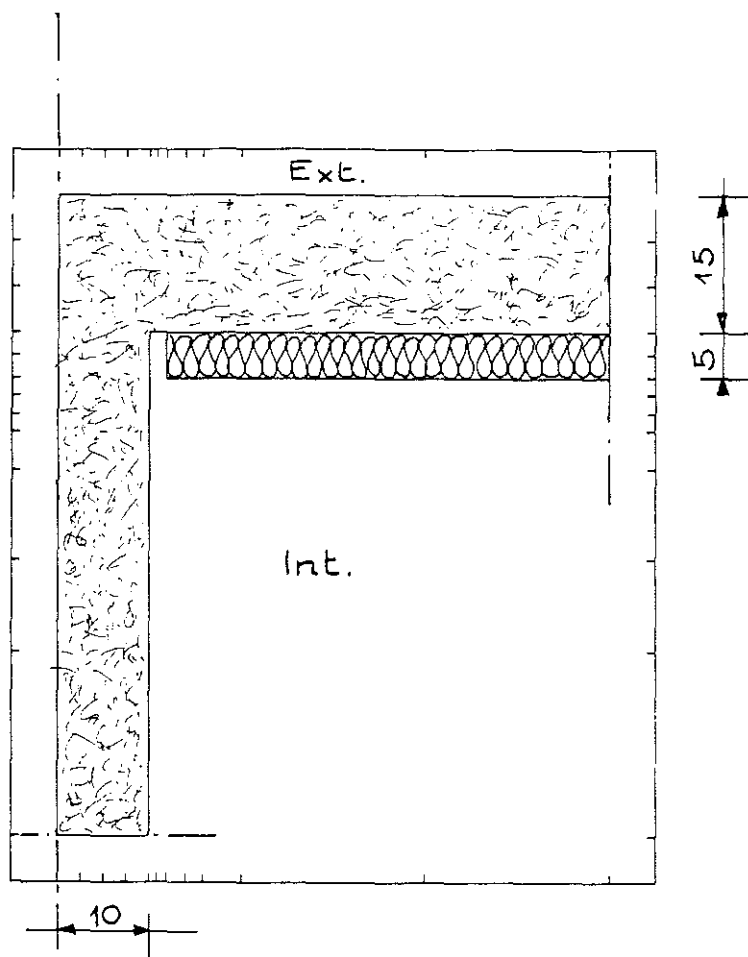


Fig. 73

Dans le troisième cas, l'isolant est situé à l'extérieur. L'ensemble de la structure est alors isolé, le pont thermique disparaît.

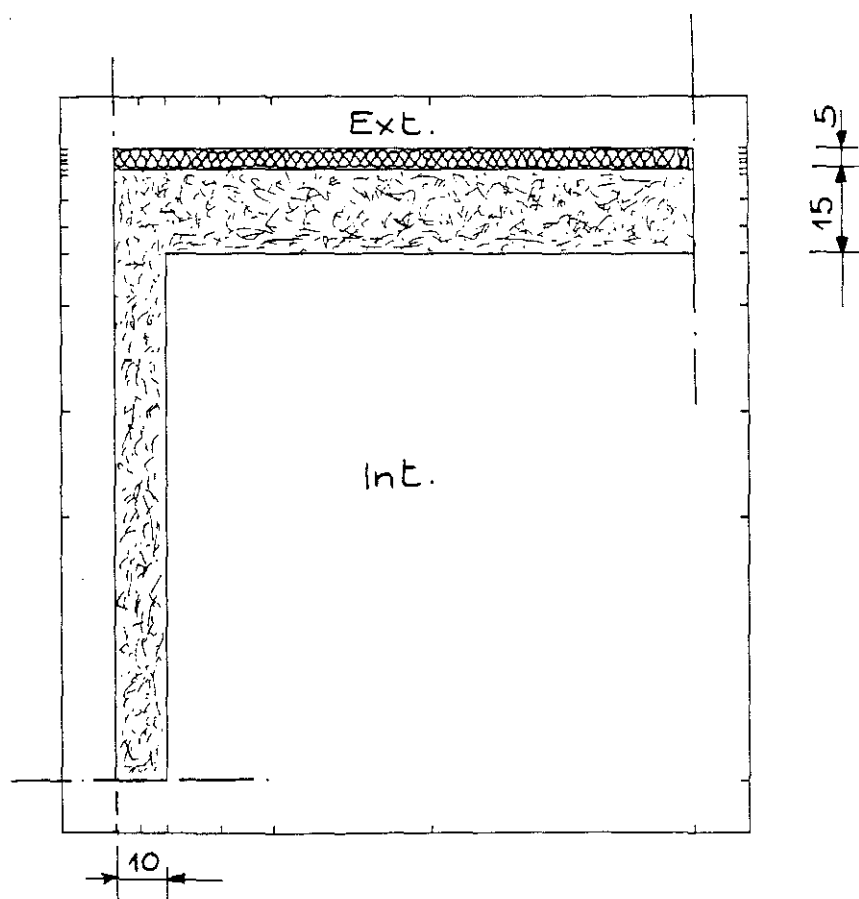


Fig. 74

6.4.2.2. RACCORDEMENT PLANCHER-BALCON/MUR EXTERIEUR :

Pour un tel raccordement, le pont thermique est inévitable. Qu'il soit situé à l'intérieur ou à l'extérieur, l'isolant est toujours traversé par un élément de gros-oeuvre. Il est cependant intéressant d'étudier le comportement hygrothermique de ce pont thermique pour ces deux systèmes d'isolation.

L'isolation extérieure (fig 75) maintient la structure à un niveau de température plus élevé, ce qui comme nous le verrons modifie sensiblement les taux d'humidité dans le gros-oeuvre.

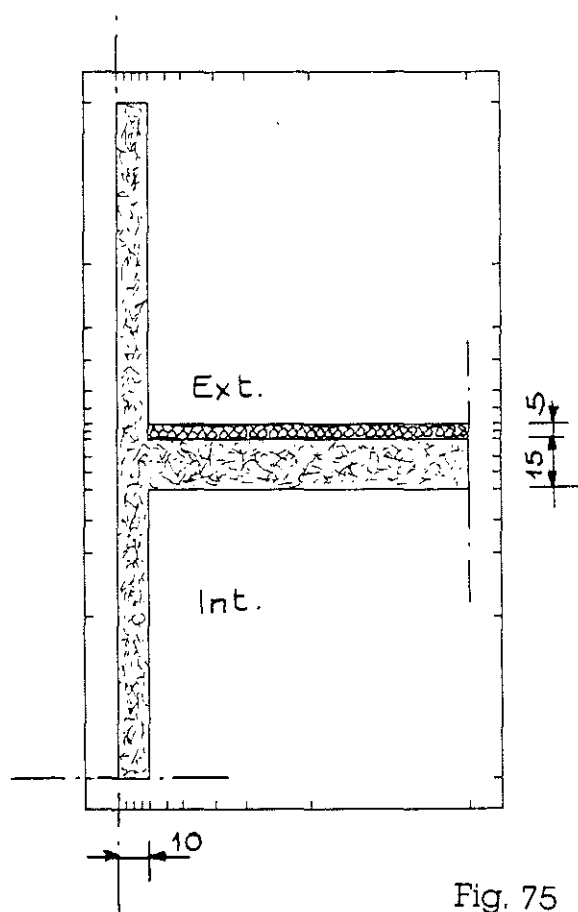


Fig. 75

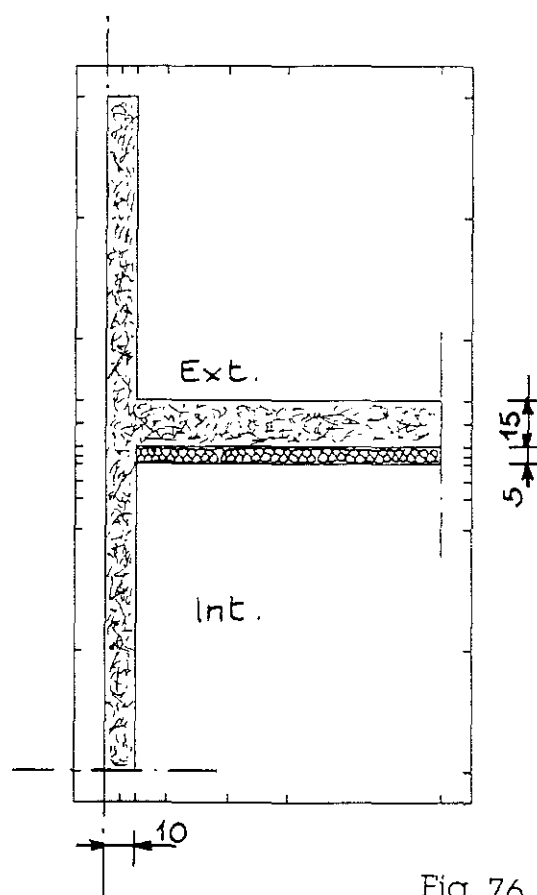


Fig. 76

Dans tous ces calculs nous avons pris pour isolant du polystyrène expansé ($\rho = 35 \text{ kg/m}^3$; $\lambda = 0,035 \text{ W/mK}$) et pour matériau lourd, du béton ($\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$)

6.4.3. PRESENTATION DES RESULTATS DE CALCUL :

6.4.3.1. RACCORDEMENT PLANCHER/MUR EXTERIEUR :

Suivant la position de l'isolant et la qualité de la mise en oeuvre lorsque celui-ci est situé à l'intérieur, le comportement de cet élément de construction diffère très sensiblement.

Nous présentons sur les fig 77 à 79 les isothermes obtenues à l'équilibre thermique (qui apparait en quelques heures).

unité : K

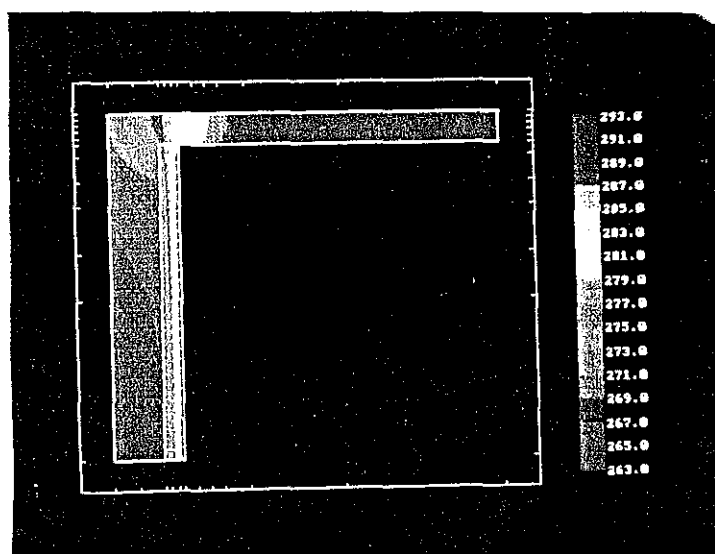


Fig. 77

unité : K

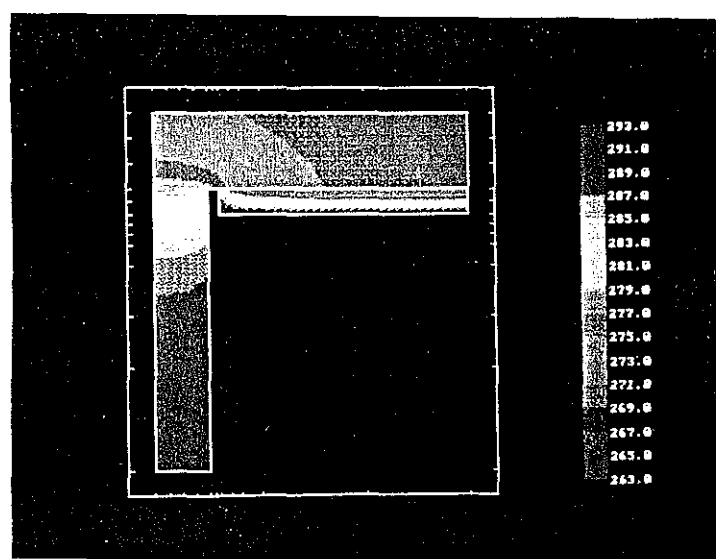


Fig. 78

unité : K

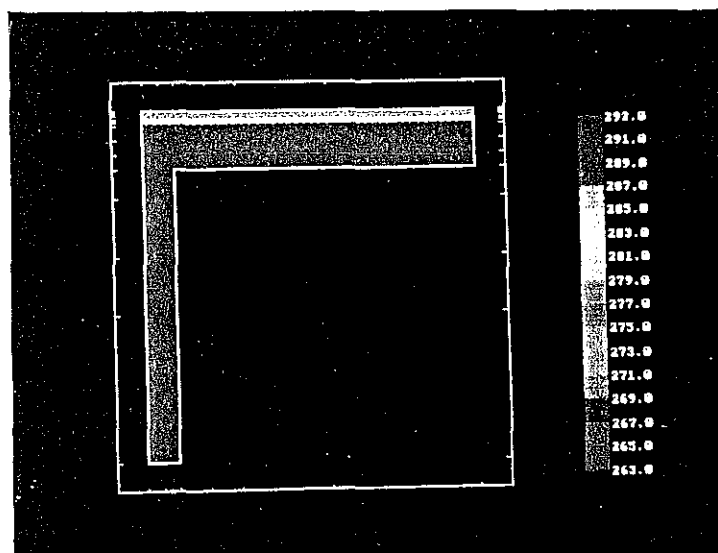


Fig. 79

On remarque tout-à-fait nettement le rôle protecteur de l'isolant extérieur qui maintient la structure lourde à un niveau de température uniformément élevé.

On remarque également l'influence du décrochement de l'isolant par rapport au plancher. Dans la petite partie non isolée on atteint des niveaux de température très bas (de l'ordre de 276 K) qui provoquent la condensation de l'humidité de l'air intérieur (la température de rosée de l'air intérieur est en effet de 280 K).

Les fig 80 à 85 montrent les courbes isovaleurs du taux d'humidité à 10, 20 et 30 jours dans les deux cas étudiés d'isolation intérieure. On remarque l'extrême importance du défaut (qui n'en n'est plus vraiment un tant il est fréquent) de mise en oeuvre. Depuis la zone de condensation superficielle se propage un front d'humidité qui peu à peu sature le gros-oeuvre.

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

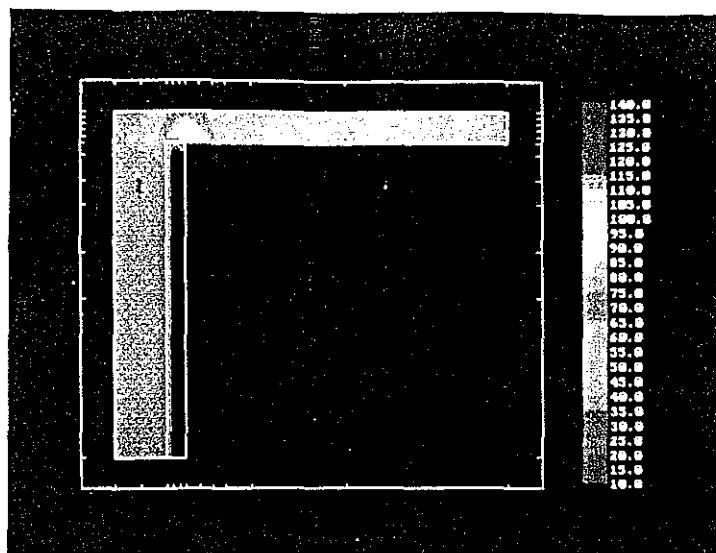


Fig. 80

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

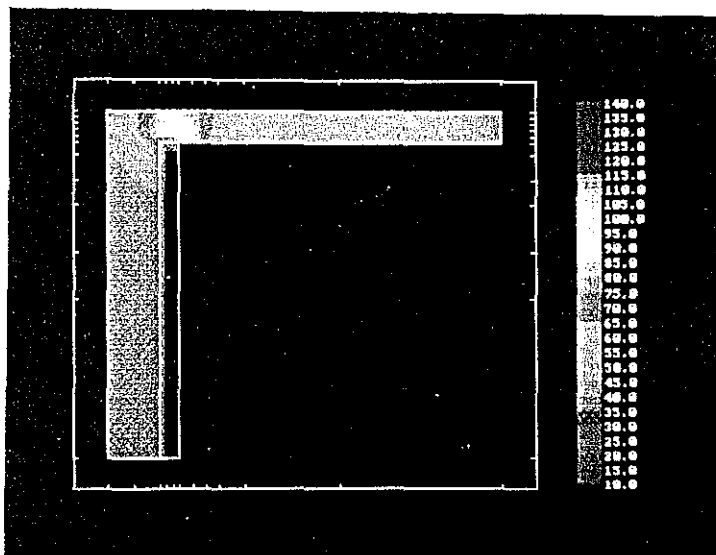


Fig. 81

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

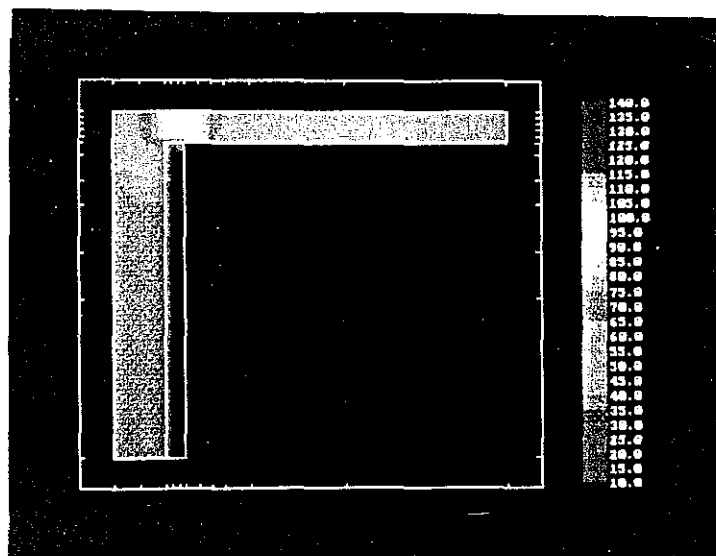


Fig. 82

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

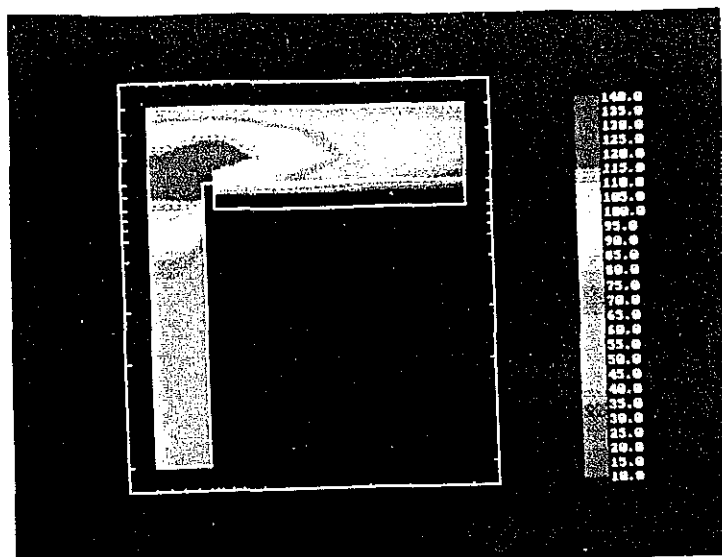


Fig. 83

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

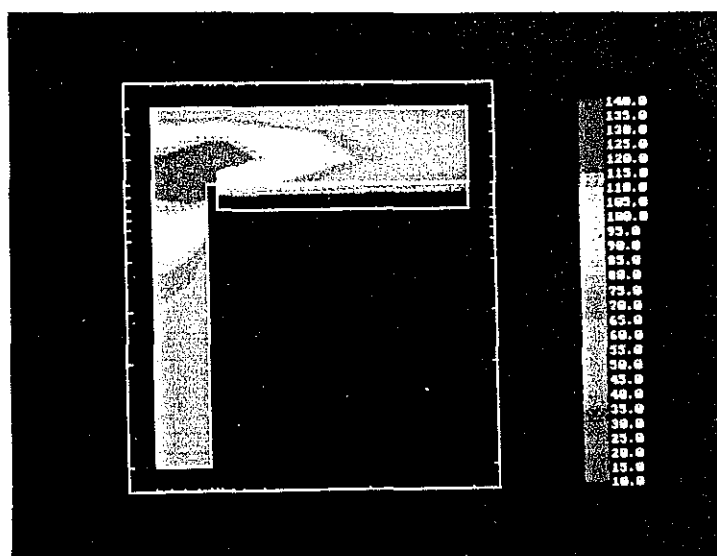


Fig. 84

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

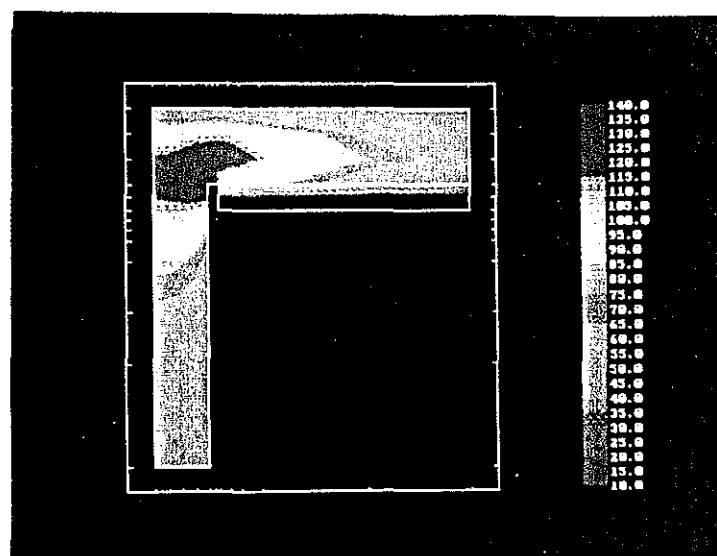


Fig. 85

Cette situation entraîne un problème de confort d'abord, car la condensation superficielle favorise dans un premier temps le développement des moisissures avant d'entraîner la dégradation complète des matériaux en contact avec l'eau. Mais elle pose également un problème pour la structure qui soumise à de tels gradients thermiques et hydriques va se déformer d'une façon non uniforme et imprévue. Bien souvent, ces déformations spontanées sont à l'origine de fissurations importantes car le comportement hygrothermique ne fait pas l'objet d'un dimensionnement particulier.

Dans le cas où il est isolé par l'extérieur (fig 86), l'élément étudié conserve un taux d'humidité à peu près uniforme et modéré.

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

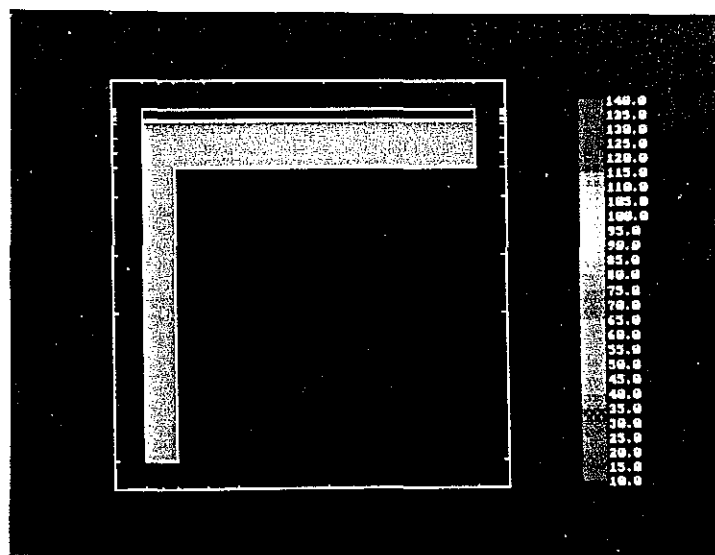


Fig. 86

Ainsi, l'isolation par l'extérieur permet de réaliser des économies d'énergie, en améliorant le confort des occupants et, en protégeant la structure des variations hygrothermiques, ce qui améliore sensiblement la durabilité des ouvrages.

6.4.3.2. RACCORDEMENT PLANCHER-BALCON/MUR EXTERIEUR

Les figures 87 et 88 présentent les isothermes lorsque l'équilibre thermique est atteint.

On voit alors nettement que l'isolation extérieure si elle n'évite pas le pont thermique, maintient malgré tout la surface intérieure des parois à un niveau supérieur à 286 K.

Avec l'isolation intérieure, ce même pont thermique (les déperditions énergétiques sont les mêmes dans les deux cas) engendre des températures de surface intérieure plus basses de quelques KELVIN (niveau minimal de l'ordre de 282 K).

unité : K

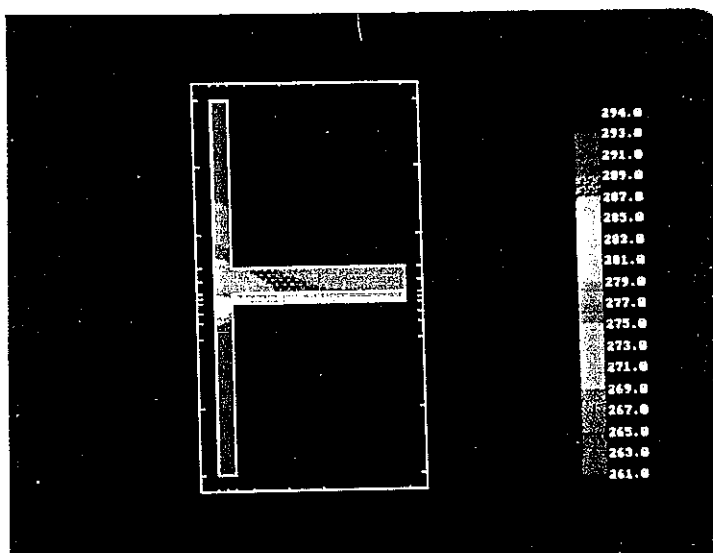


Fig. 87

unité : K

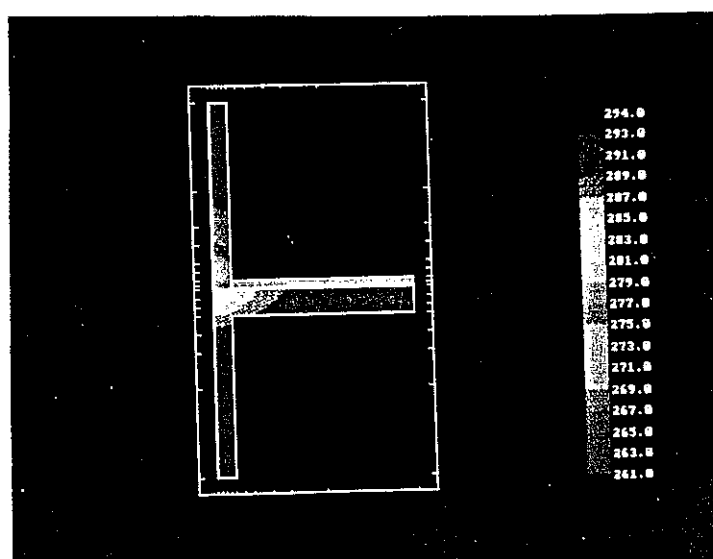


Fig. 88

Les états hygrométriques à 10, 20 et 30 jours (fig 89 à 94) dans ces deux situations montrent des différences de comportement notables. Les parois les plus froides au contact du même air intérieur sont plus humides que celles isolées par l'extérieur. Cette technique qui dans ce cas ne se justifie plus particulièrement en terme d'efficacité énergétique, amène en terme de confort intérieur et de durabilité des ouvrages une amélioration certaine par rapport à l'isolation intérieure.

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

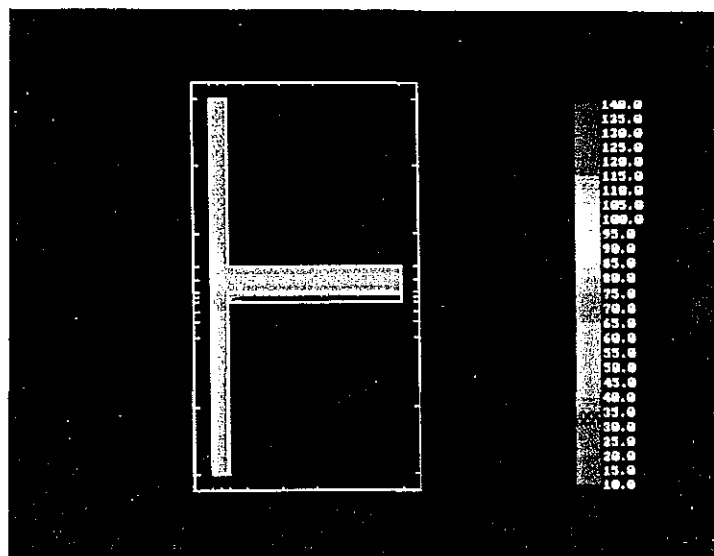


Fig. 89

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

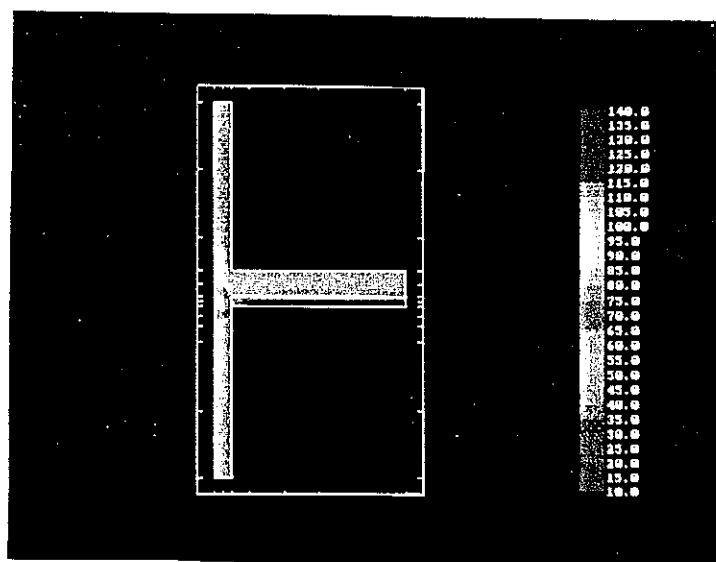


Fig. 90

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

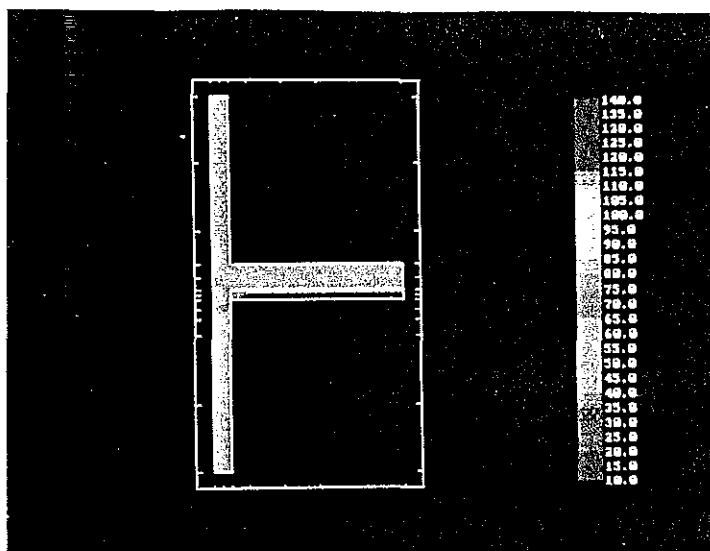


Fig. 91

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

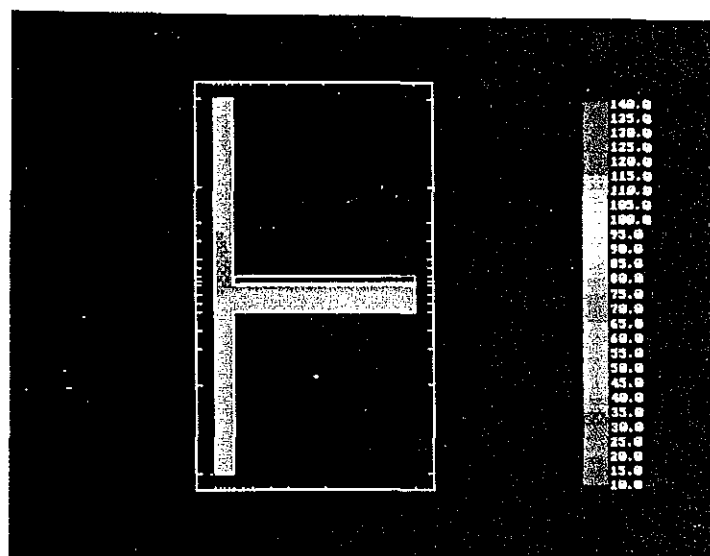


Fig. 92

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

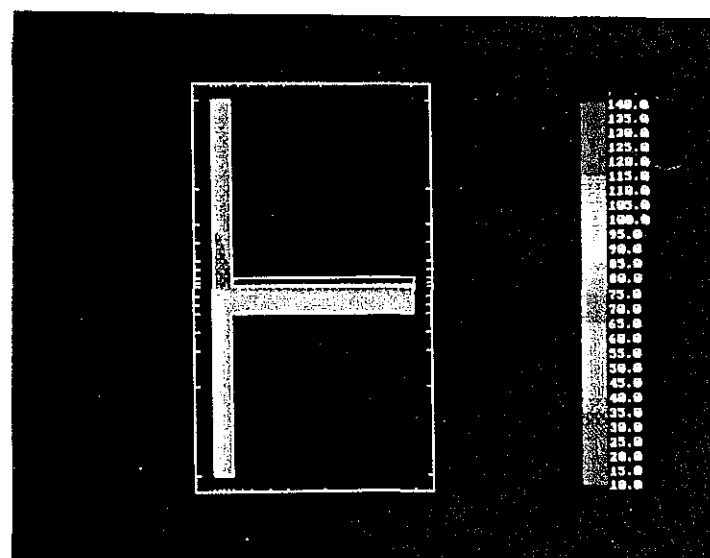


Fig. 93

unité : $\text{kg}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{m}^3_{\text{mat.}}$

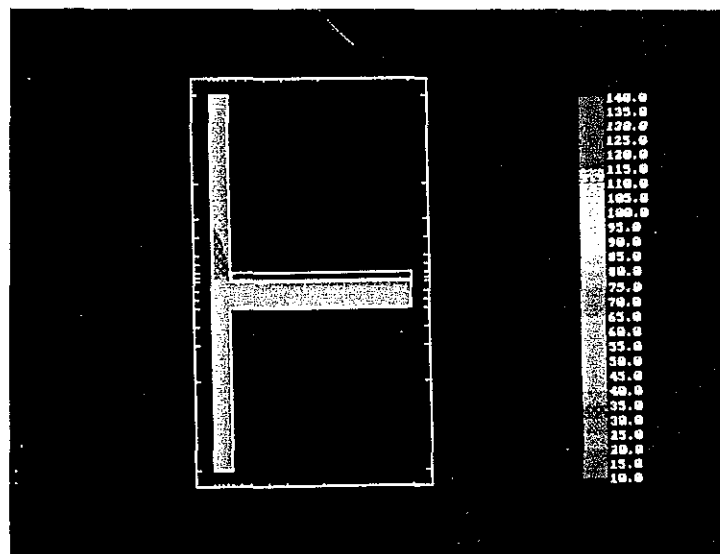


Fig. 94

CONCLUSION

Nous avons montré dans cette thèse que l'on peut simuler le comportement hygrothermique des composants du bâtiment.

Nous nous sommes efforcés de mener notre démonstration avec le maximum de rigueur même si sur certains points nous avons dû, comme de nombreux auteurs, faire des choix fondés plus sur des convictions raisonnables que sur des preuves logiquement incontestables. Nous pouvons au terme de ce travail retracer les points importants de cette démarche.

La représentation des phénomènes physiques, la description du milieu dans lequel ils se produisent ainsi que les hypothèses que nous admettons sont décrites dans les trois premiers chapitres de ce texte. Nous avons montré que le système thermodynamique ainsi défini ne comporte que deux variables d'état indépendantes. A l'aide de la théorie de ONSAGER nous avons pu établir une forme générique du système d'équations aux dérivées partielles, qui permet de modéliser les transferts couplés de chaleur et d'humidité à l'aide de deux potentiels seulement. Notre formulation couvre de manière cohérente l'ensemble du domaine de variation de l'humidité des matériaux. Elle ne privilégie a priori ni un usage dans les faibles humidités ni dans le domaine des très forte humidités ; elle se différencie en ce sens de la grande majorité des modèles déjà proposés. En outre nous avons pu montrer (et nous exposons en particulier le cas du modèle le plus célèbre, celui de De Vries), qu'elle englobait la grande majorité des modèles préexistants. Chaque utilisateur peut choisir les deux potentiels suivant son domaine d'application et les moyens expérimentaux auxquels il a accès.

Le choix de la température s'impose comme premier potentiel. Des divergences apparaissent pour le second entre les différents auteurs. Dans notre domaine d'application -le bâtiment- du fait des contraintes imposées par les règles de conception, les échanges d'humidité entre les parois et les ambiances doivent s'effectuer en phase vapeur. Nous choisissons donc de privilégier cet aspect en adoptant comme second potentiel la pression partielle de vapeur.

Apparaissent alors cinq paramètres (qui dépendent tous des conditions hygrothermiques) que l'on doit déterminer expérimentalement. Nous proposons pour chacun d'entre eux des méthodes de détermination.

Nous exposons notamment une méthode qui permet d'identifier séparément les perméabilités vapeur et liquide dans un domaine où les flux dans les deux phases sont d'importances comparables. On peut alors remarquer qu'aucune indétermination ne subsiste dans notre modèle. C'est un second progrès significatif par rapport aux modèles antérieurs.

Dès lors, nous appliquons le modèle à la simulation du comportement d'éléments de construction dans des configurations monodimensionnelles. Les résultats calculés sont proches des résultats mesurés. Une étude de sensibilité montre que si l'on veut espérer obtenir de meilleurs résultats, il convient avant tout d'améliorer la précision de la détermination expérimentale des coefficients.

Les simulations menées enfin dans des configurations bi-dimensionnelles montrent l'intérêt technique de notre modèle qui permet d'obtenir une vision claire des états hygrothermiques induits par les sollicitations extérieures.

Cependant il ne faut pas perdre de vue que ces résultats doivent être utilisés en pratique avec prudence.

Ceci est dû pour partie au modèle lui-même et notamment, aux hypothèses admises. Il est par exemple évident que les mouvements d'air au travers des matériaux très poreux comme la laine de verre peuvent modifier très sensiblement les conditions hygrothermiques ; notre modèle ne le prend pas en compte. On peut craindre également que dans des matériaux à l'hystérésis marqué, les alternances d'humidifications et de séchages ne puissent pas être correctement représentées. Ces deux points sont à l'évidence des sujets d'études ultérieures de premier intérêt.

Mais il faut aussi en pratique être prudent car la mauvaise précision d'un calcul peut également provenir, et c'est le cas le plus fréquent, de l'imprécision des valeurs des coefficients. Les perméabilités liquide et vapeur restent en effet difficiles à déterminer. Nous pouvons faire la même remarque à propos de la pente des isothermes de sorption.

Nous aimerions enfin signaler l'importance de l'effet d'un coefficient souvent ignoré mais qui nous semble pourtant digne de la plus grande attention. Il s'agit du coefficient surfacique d'échange de vapeur, l'équivalent hygrométrique du coefficient d'échange convectif. Faute de le connaître précisément, voire de simplement le prendre en compte - beaucoup d'auteurs utilisent des conditions aux limites de première espèce- on est incapable de déterminer de façon raisonnablement fiable les quantités d'eau condensées lorsqu'une condensation superficielle se produit.

Reste cependant que le travail que nous avons accompli marque un progrès important dans l'appréciation technique des composants du bâtiment. Jusqu'ici on se contentait d'estimer les risques de condensation en régime permanent dans des conditions de sollicitations souvent mal définies. On peut maintenant avoir une meilleure idée du comportement hygrothermique de ces ouvrages.

Il ne s'agit là que d'une première étape qui doit nous permettre de déterminer à terme le comportement mécanique des ouvrages complexes soumis aux sollicitations hygrothermiques variées dues à leur environnement climatique. Nous avons déjà signalé l'importance de ce problème qui est désormais à l'origine de l'essentiel des dégradations constatées dans ces ouvrages dimensionnés à l'optimum économique sans prise en compte des phénomènes de variations dimensionnelles.

C'est un sujet qui réclame la mise en oeuvre de moyens importants. Il faut en effet mener de front la sophistication des modèles hygrothermiques existants et le développement des modules mécaniques nécessaires, en fondant l'ensemble sur des bases expérimentales sérieuses. Nous sommes convaincus que c'est à ce prix que l'on pourra approcher avec une certaine fiabilité la durabilité des ouvrages de bâtiment.

ANNEXES

ANNEXE 1

A.1.1. PARAMETRE DETERMINE PAR LA METHODE DE LA COUPELLE :

L'étude fine de cette méthode passe par la mise en équation des transferts d'humidité et d'air sec susceptibles de se produire durant la mesure.

Le transfert d'humidité comporte les quatres composantes diffusive, convective (transfert gazeux sous gradient de pression totale), liquide et de KNÜDSEN. Nous écrivons alors la densité de flux d'humidité.

$$g_h = g_{vd} + g_{vc} + g_l + g_k \quad (A\ 1.1)$$

Le transfert d'air sec se compose d'un mouvement diffusif et d'un mouvement convectif.

$$g_a = g_{ad} + g_{ac} \quad (A\ 1.2)$$

En notant ω_{mv} la concentration massique de vapeur d'eau et g_c la densité du flux gazeux convectif on obtient :

$$g_{vc} = g_c \omega_{mv} \quad (A\ 1.3)$$

$$g_{ac} = g_c (1 - \omega_{mv}) \quad (A\ 1.4)$$

En outre, on peut remarquer que le fond de la coupelle constitue une barrière étanche aux gaz, si la solution saline permet l'accumulation ou la production de vapeur, il n'y a pas de source ou de puit d'air dans la coupelle. De ce fait, les conditions expérimentales imposent un flux d'air sec nul ($g_a = 0$) en régime permanent.

On déduit alors de (A 1.2) et (A 1.1)

$$g_{ac} = g_{ad} / (\omega_{mv} - 1) \quad (A\ 1.5)$$

La phase gazeuse étant supposée constituée uniquement de vapeur d'eau et d'air sec, les flux diffusifs molaires des vapeur et d'air sont opposés.

$$g_{ad} = - (M_a/M_v) g_{vd} \quad (A 1.6)$$

En supprimant le terme liquide dans (A 1.1) on écrit la densité de flux de vapeur :

$$g_v = g_{vd} + g_{vc} + g_k$$

et en utilisant (A 1.3), (A 1.5) et (A 1.6) on écrit :

$$g_v = g_{vd} + \frac{\frac{M_a}{M_v} \omega_{mv}}{1 - \omega_{mv}} g_{vd} + g_k \quad (A 1.7)$$

Et en écrivant $g_{vd} = \pi_v^* \nabla p_v/p_T$ on trouve finalement

$$g_v = \left(1 + \frac{\frac{M_a}{M_v} \omega_{mv}}{1 - \omega_{mv}}\right) \pi_v^* \nabla \frac{p_v}{p_T} + k_n \nabla p_v \quad (A 1.8)$$

Le terme $[(M_a/M_v) \omega_{mv}]/[1-\omega_{mv}]$ exprime l'accroissement du flux de vapeur du au mouvement d'ensemble de la phase gazeuse.

En exprimant g_{ad} et g_c dans (A 1.2) et en annulant la densité de flux d'air on obtient :

$$D_a^* \nabla (p_a/p_T) + D_T^* (1-\omega_{mv}) \nabla p_T = 0 \quad (A 1.9)$$

Or, les gaz étant supposés parfaits :

$$\nabla (p_a/p_T) = - \nabla (p_v/p_T) \quad (\text{A 1.10})$$

Ainsi, le développement de $\nabla p_v/p_T$ permet d'écrire à partir de (A 1.9).

$$\nabla p_T = [(p_T D_T^*/D_a^*) (1-\omega_{mv}) + p_v/p_T]^{-1} \nabla p_v \quad (\text{A 1.11})$$

En introduisant cette relation dans (A 1.8) on obtient

$$g_v = \left[\left(\frac{\frac{Ma}{Mv} \omega_{mv}}{1-\omega_{mv}} + 1 \right) \left(\frac{p_T \frac{p_v}{p_T D_T^*/D_a^* (1-\omega_{mv}) + p_v/p_T}}{p_T^2} \right) \pi_v^* + k_n \right] \nabla p_v \quad (\text{A 1.12})$$

On réécrit alors l'expression de la densité de flux d'humidité mesurée en notant $X = p_v/p_T (1-\omega_{mv})^{-1}$

$$g_h = [(1/p_T)(1+X)/[1+XD_a^*/p_T D_T^*] \pi_v^* + k_n + \rho_l k_l r_v T/p_v] \nabla p_v \quad (\text{A 1.13})$$

On remarque alors que le terme $(1+X) (1+XD_a^*/[p_T D_T^*])^{-1}$ tend vers 1 lorsque $p_T \gg p_v$ ce qui est le cas lorsque la mesure de la perméabilité est effectuée sous une pression totale proche de la pression atmosphérique. Ainsi, le coefficient mesuré par la méthode de la coupelle dans ces conditions est très proche de $\pi = \pi_v^*/p_T + k_n + \rho_l K_l r_v T/p_v$ qui représente la perméabilité à la vapeur définie au chapitre IV.

A.1.2. DETERMINATION DE LA VARIATION DE LA PERMEABILITE AVEC L'HUMIDITE RELATIVE :

On détermine la dépendance de la perméabilité à la vapeur à l'humidité relative par l'estimation des pentes des courbes de flux (fig 34 et 35) obtenues à partir de points expérimentaux somme toute peu nombreux.

Il est bien difficile d'estimer la précision de cette détermination sachant que les courbes de flux sont le plus souvent tracées manuellement.

ANNEXE 2

DETERMINATION DE LA DIFFUSIVITE HYDRIQUE

[122]

A.2.1. TRANSFORMATION DE L'EQUATION DE CONSERVATION :

. On cherche à déterminer le coefficient D_θ défini par

$$g_{hT} = D_\theta \nabla \tau_v$$

g_{hT} densité de flux isotherme ($\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$)

τ_v Taux d'humidité volumique (kg/m^3).

On écrit alors l'équation de conservation de la masse :

$$\delta \tau_v / \delta t = \nabla (D_\theta \nabla \tau_v)$$

qui, pour un transfert monodimensionnel se résume à

$$\delta \tau_v / \delta t = \delta / \delta x (D_\theta \delta \tau_v / \delta x) \quad (\text{A } 2.1)$$

On applique à cette formulation le changement de variable de BOLTZMANN. $u = x/\sqrt{t}$.

En supposant alors que τ_v n'est fonction que de u et que $D_\theta d\tau_v/du$ ne dépend également que de u , (A 2.1) s'exprime par :

$$(-1/2) u d\tau_v/du = d/du (D_\theta d\tau_v/du) \quad (\text{A } 2.2)$$

Dans le cas d'un barreau long de matériau (pour que l'on puisse supposer le flux nul à son extrémité) trempé à sa base dans de l'eau pure, on peut vérifier expérimentalement cette expression en constatant que le taux d'humidité ne dépend en effet que de $u = x/\sqrt{t}$.

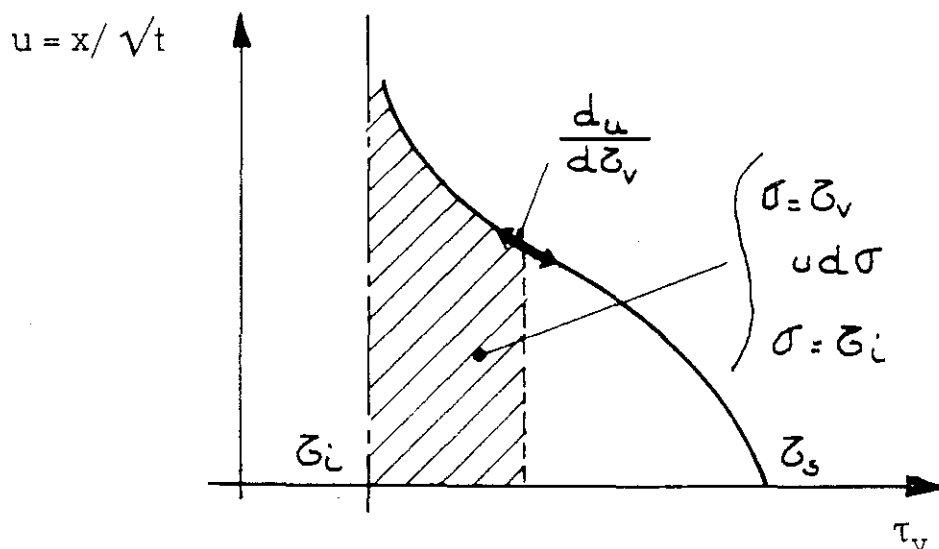


Fig. 95

A.2.2. EXPRESSION DE LA DENSITE DE FLUX : DANS LA CONFIGURATION EXPERIMENTALE DECRITE CI-DESSUS :

Au delà d'une côte x au dessus du niveau 0 (le niveau de la surface d'eau libre), la quantité d'eau accumulée depuis le début de l'expérimentation (temps $t = 0$) s'écrit :

$$E(x, t) = \int_{\varepsilon=x}^{\varepsilon=x_{\infty}} (\tau_v - \tau_i) d\varepsilon \quad (A.2.3)$$

(Avec τ_i taux d'humidité initial supposé uniforme).

Car on suppose le flux nul en $x = x_{\infty}$.

La densité de flux à la côte x et au temps t s'exprime alors par :

$$g_h = \delta E / \delta t = \int_{\varepsilon=x}^{\varepsilon=x_{\infty}} \delta \tau_v / \delta t d\varepsilon \quad (A.2.4)$$

En appliquant le changement de variable de BOLTZMANN et en remarquant que τ_v ne dépend que de u on écrit :

$$\delta\tau_v/dt = - (1/2) u / \sqrt{t} (d\tau_v/du) \quad (A 2.5)$$

à un instant donné, on exprime également dx par

$$dx = d\varepsilon = \sqrt{t} du \quad (A 2.6)$$

ce qui donne finalement.

$$g_h = - 1/2 \int_u^{u_\infty} (u / \sqrt{t}) (d\tau_v/du) du \quad (A 2.7)$$

Or, on remarque que la condition $u \rightarrow u_\infty$ est strictement équivalente à $\tau_v \rightarrow \tau_i$, d'où l'expression finale de la densité de flux.

$$g_h = - 1/2 \sqrt{t} \int_{\sigma=\tau_v}^{\sigma=\tau_i} u d\sigma \quad (A 2.8)$$

A.2.3. CALCUL DE D_θ :

En exprimant alors le flux par

$$g_h = D_\theta d\tau_v/dx = D_\theta (1 / \sqrt{t}) (d\tau_v/du) \quad (A 2.9)$$

on identifie (A 2.8) et (A 2.9) pour déterminer D_θ par

$$D_\theta (\tau_v) = 1/2 (du/d\tau_v) \int_{\sigma=\tau_i}^{\sigma=\tau_v} u d\sigma \quad (A 2.10)$$

On peut donc déterminer D_θ en calculant sur le profil $u(\tau_v)$ expérimental, la surface comprise sous la courbe entre les abscisses τ_i et τ_v et la pente de ce même profil en τ_v . (Fig. 95)

A.2.4. **RESULTATS EXPERIMENTAUX :**

Les figures 96 et 97 montrent les variations temporelles des taux d'humidités mesurés à différentes côtes d'échantillons de mortier et de brique. Sur les figures 98 et 99 on remarque que le changement de variables de BOLTZMANN permet de rassembler les profils sur une courbe unique sur laquelle on détermine $D_\theta(\tau_v)$ suivant (A 2.10).

Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 100.

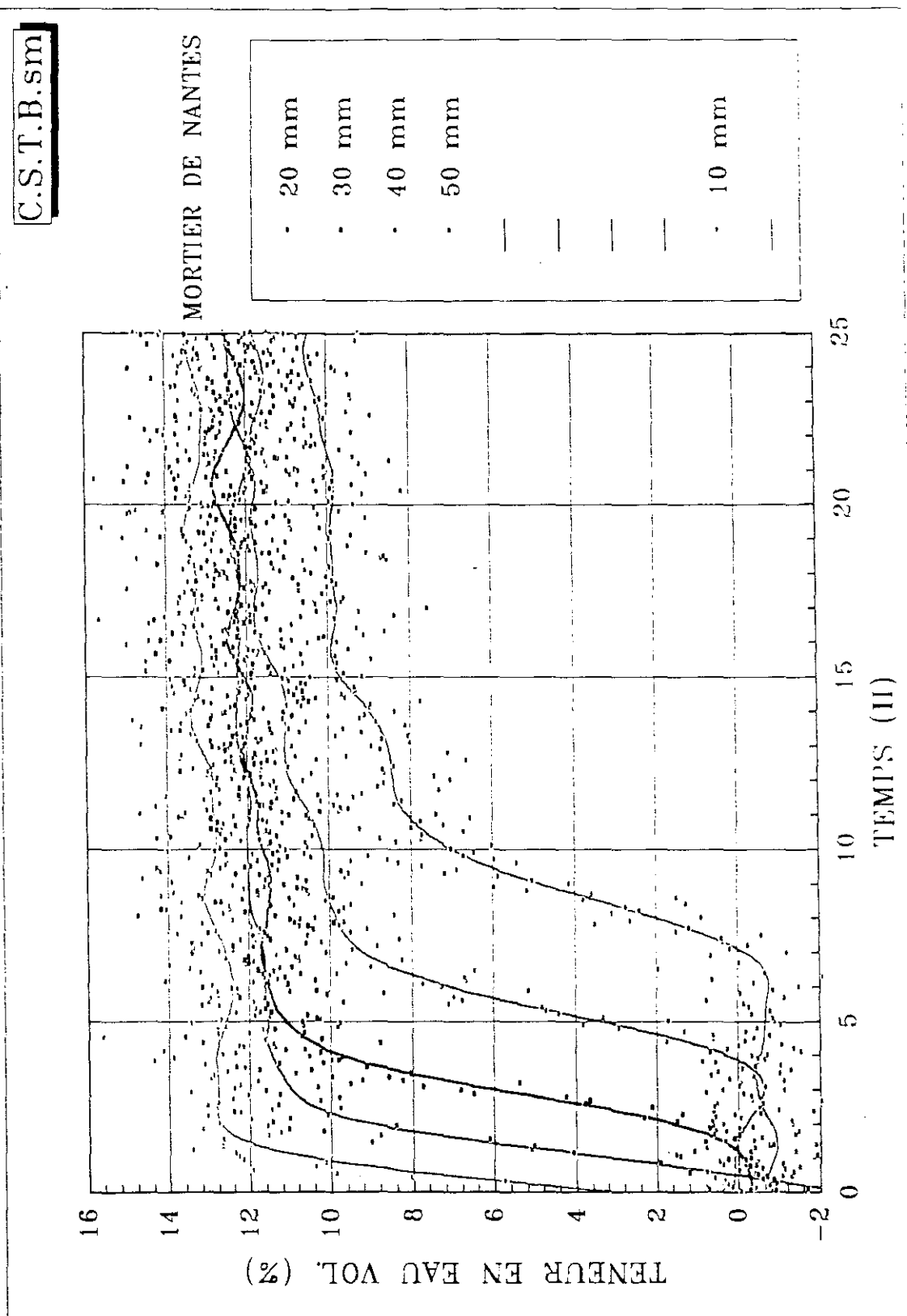


Fig. 96

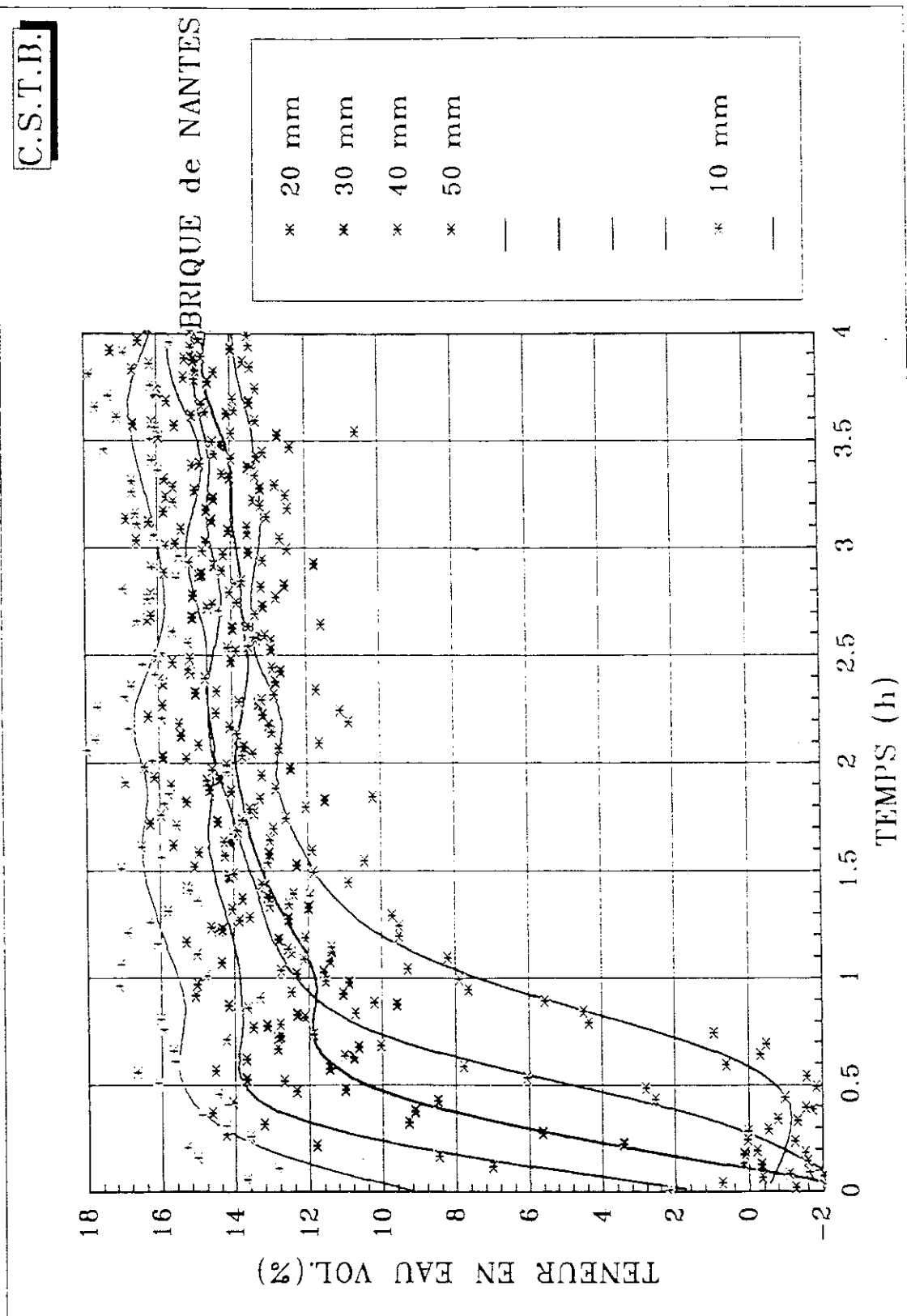


Fig. 97

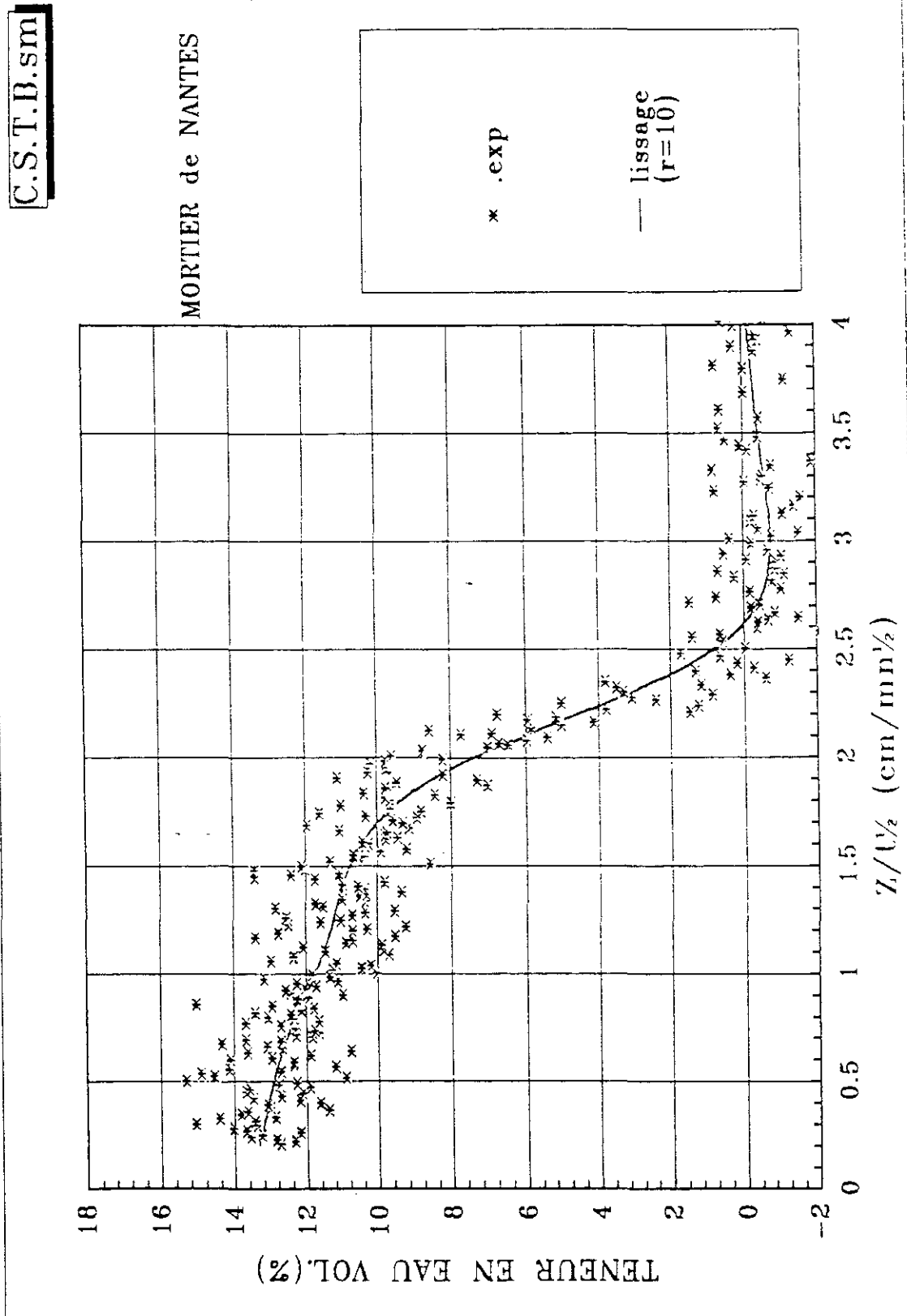


Fig. 98

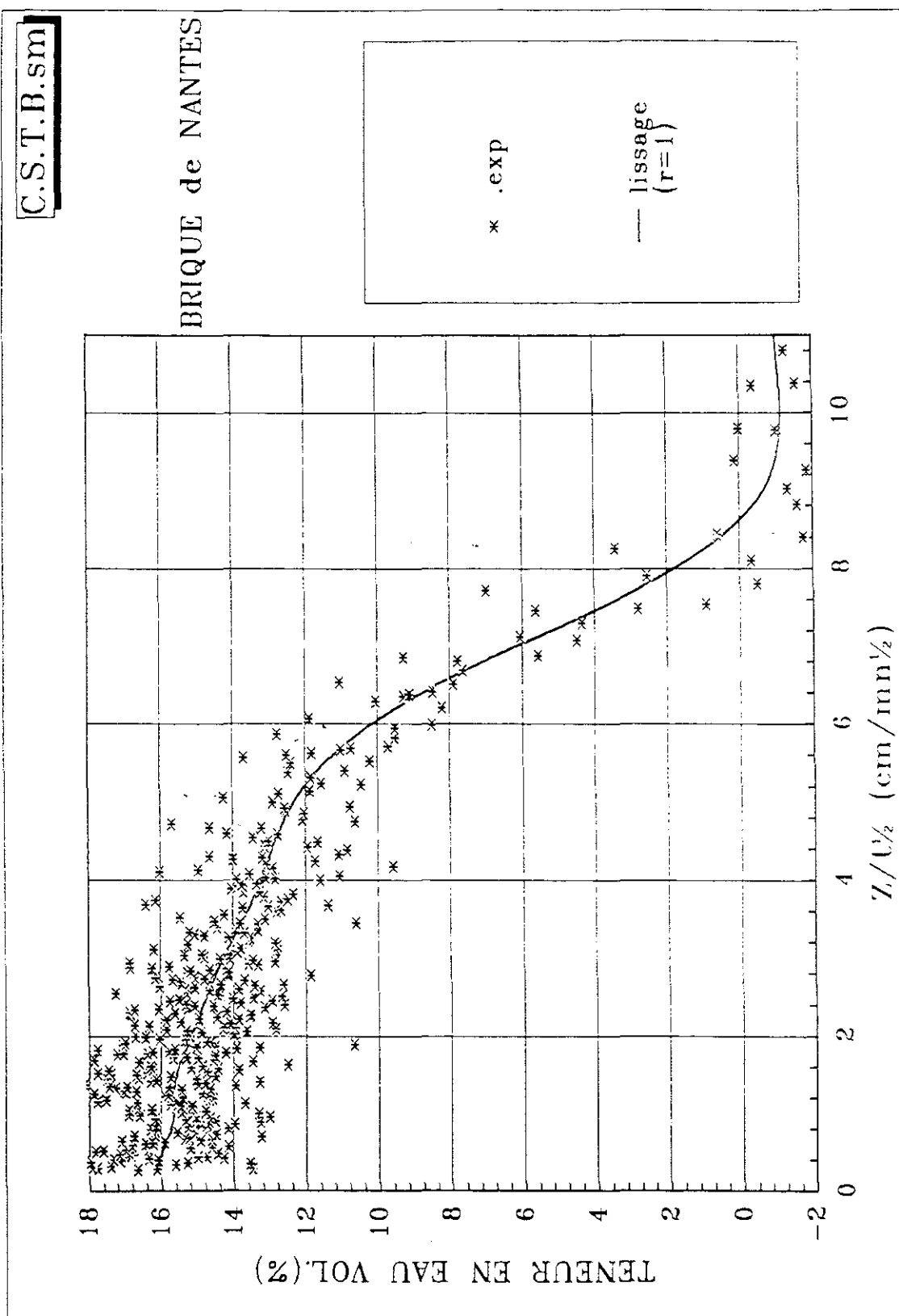


Fig. 99

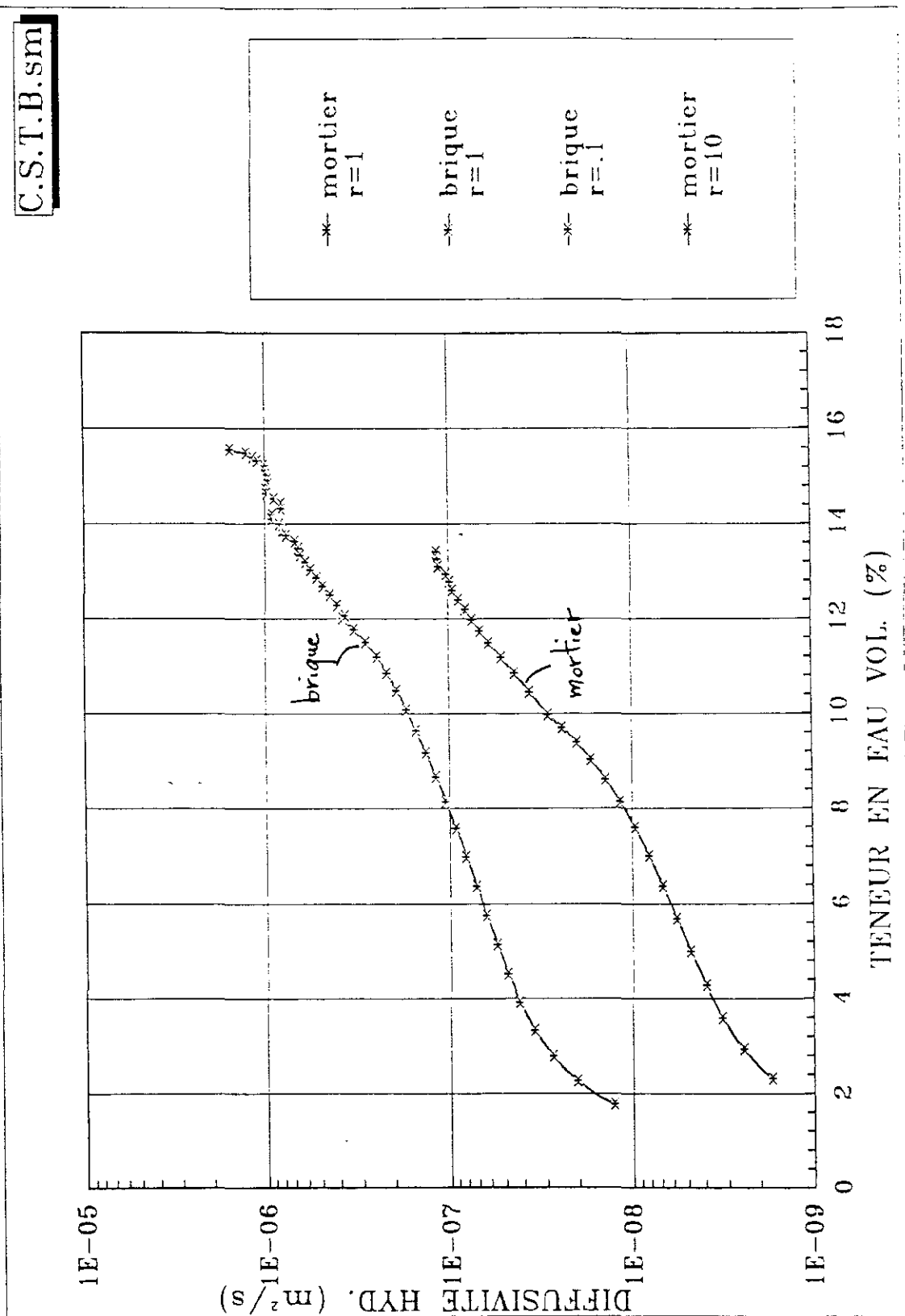


Fig. 100

ANNEXE 3

LES DONNEES UTILISEES POUR LES SIMULATIONS PRESENTEES

Anas de lin :

Masse volumique : 400 kg/m^3

Chaleur massique : 1200 J/kg.K

Porosité : 0,7

Conductivité thermique : Fig. 101.

Perméabilités liquide et vapeur déduites de la perméabilité vapeur apparente décrite par la figure 102.

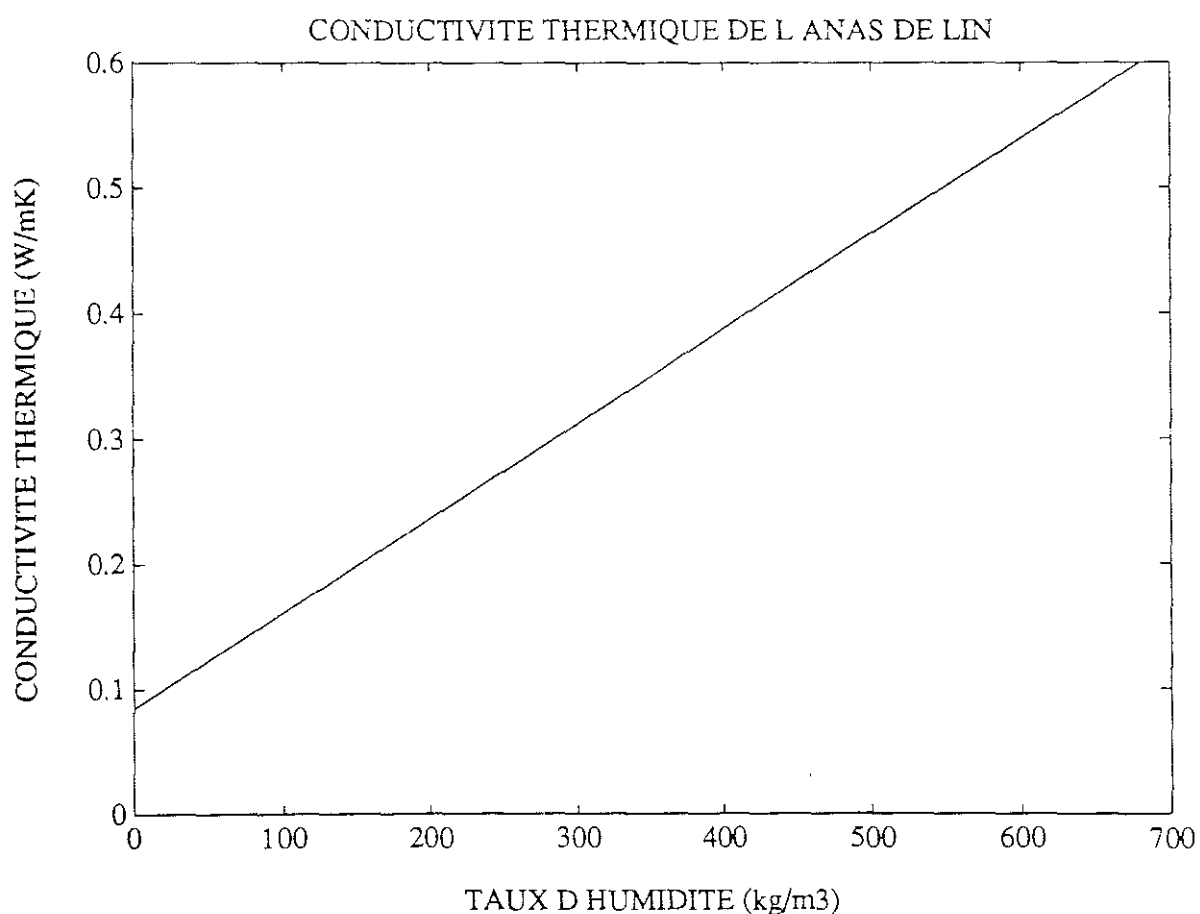


Fig. 101

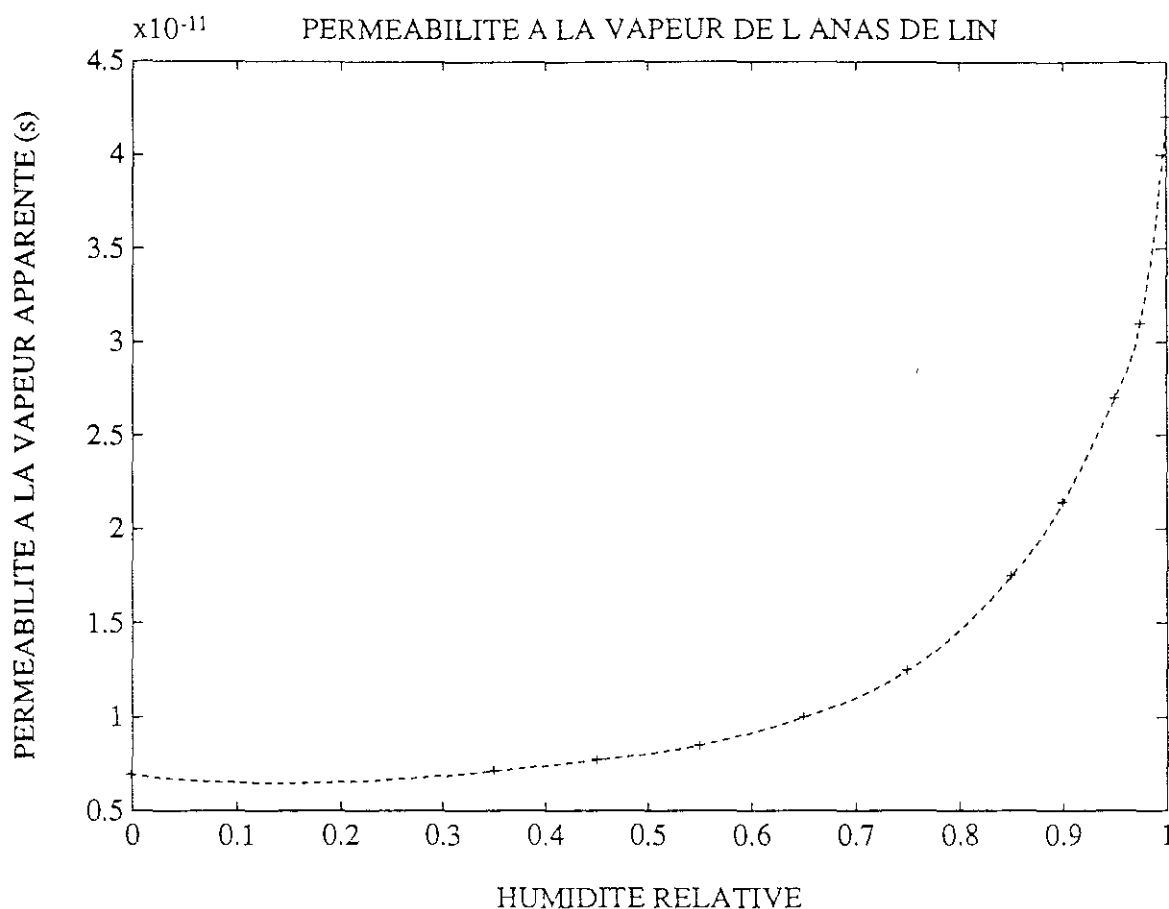


Fig. 102

Béton :

Masse volumique : 2500 kg/m^3

Chaleur massique : 660 J/kg.K

Porosité : 0,4

Conductivité thermique : Figure 103

Perméabilité à la vapeur : $6,24 \cdot 10^{-12} \text{ s}$

Perméabilité liquide : déduite des courbes de succion et de diffusivité contenues dans [133] représentée sur la figure 104.

Isotherme de sorption : fig. 105.

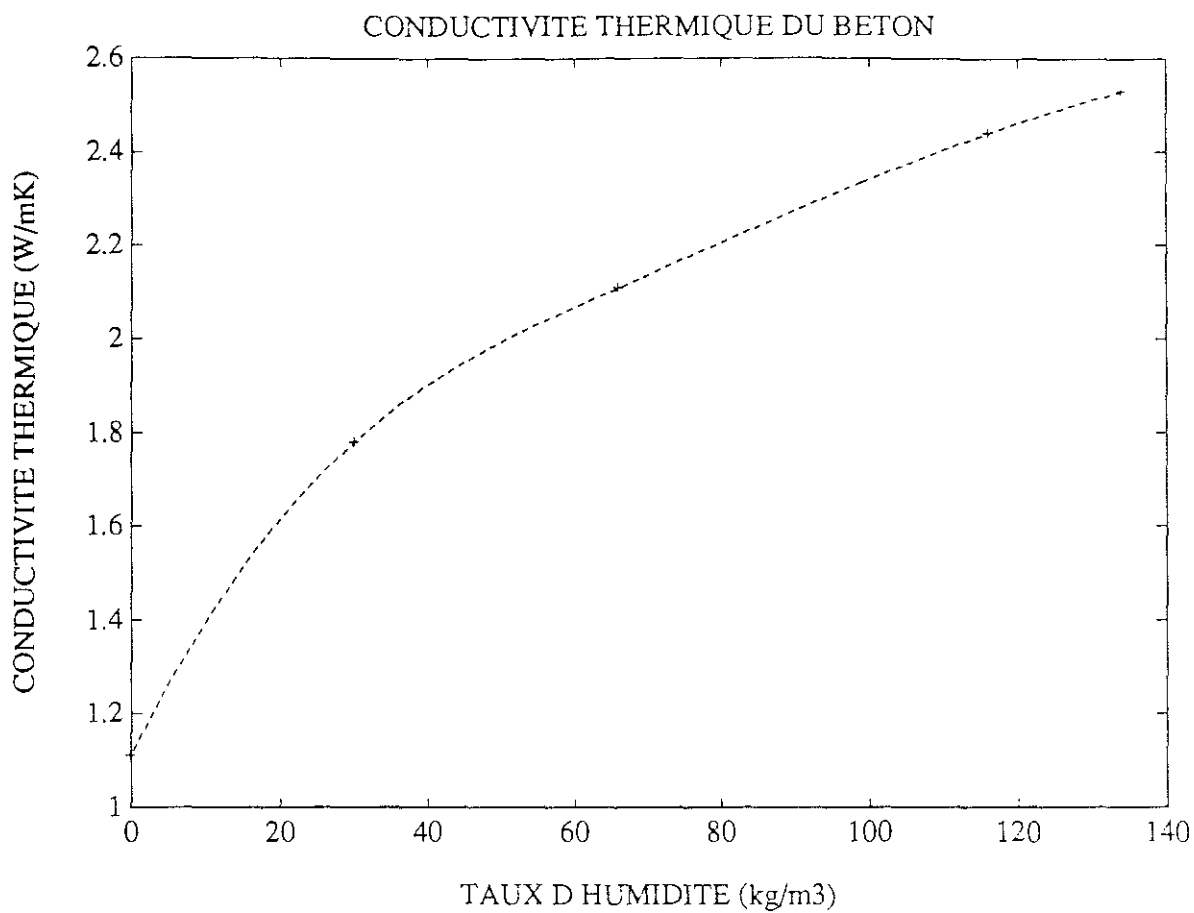


Fig. 103

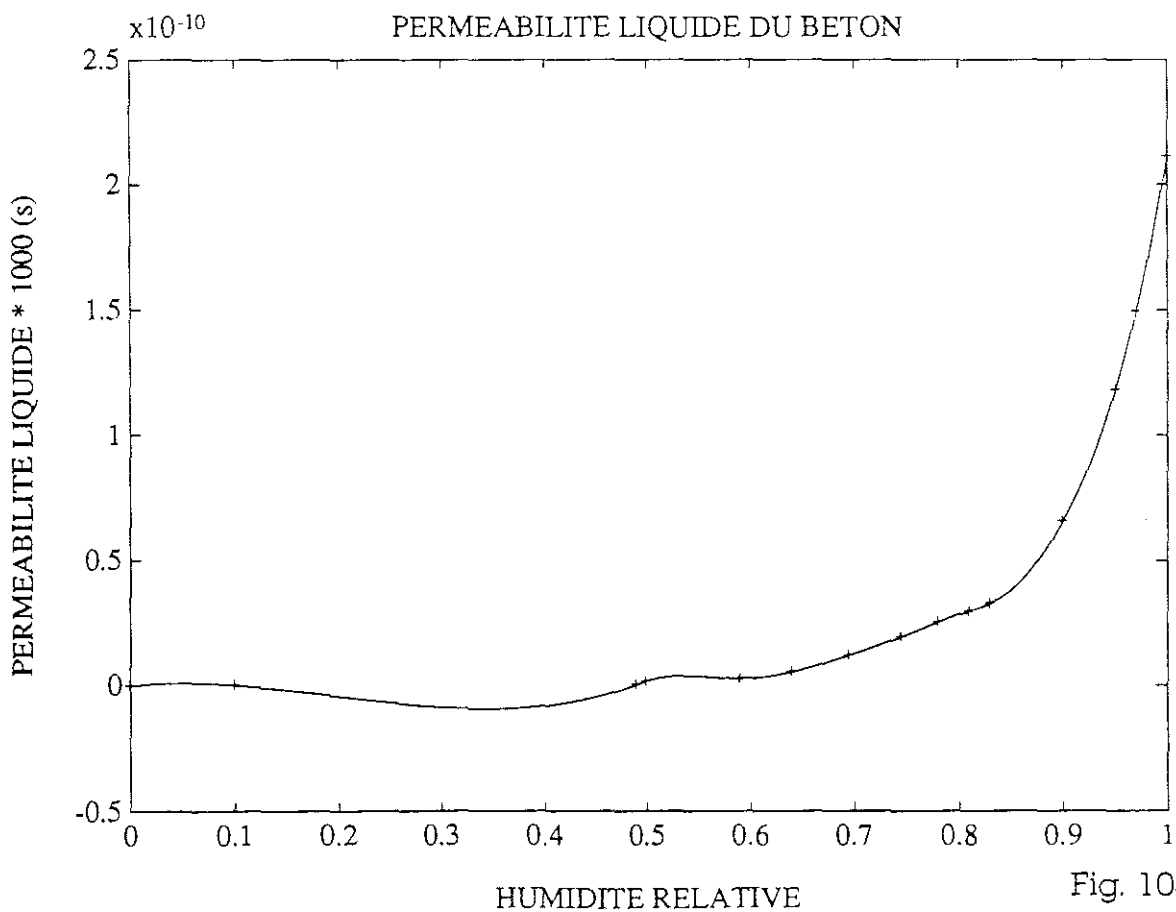


Fig. 104

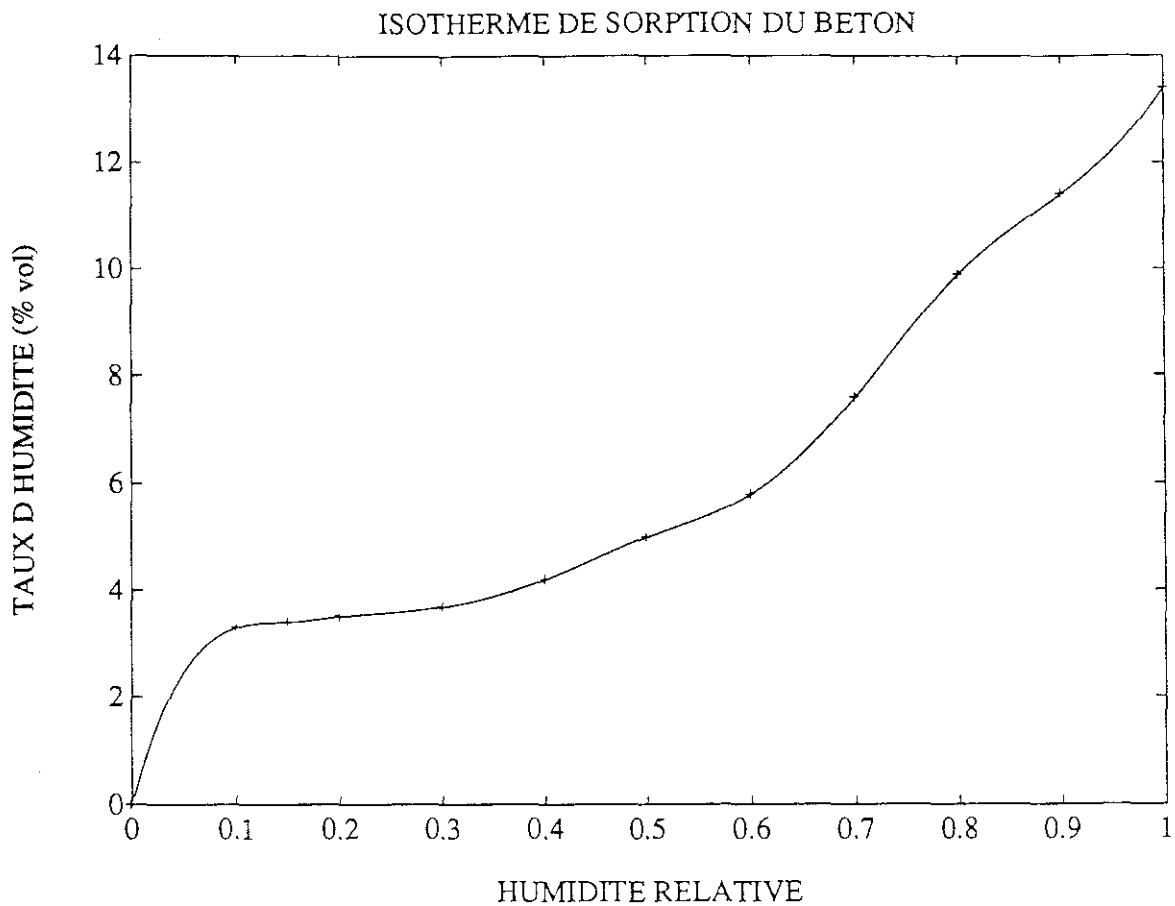


Fig. 105

Polystyrène expansé :

Nous l'avons considéré comme un matériau non hygroscopique :

Masse volumique : 35 kg/m^3

Chaleur massique : 1200 J/kg.K

Porosité : 0,9

Perméabilité à la vapeur : $6,24 \cdot 10^{-12} \text{ s}$

Perméabilité liquide : 0

Conductivité thermique : $0,035 \text{ W/m.K}$

ANNEXE 4

QUELQUES RELATIONS THERMODYNAMIQUES RELATIVES A L'EAU

Potentiels chimiques :

Nous prenons pour état de référence, l'eau liquide libre à la température T_0 + le potentiel de référence est alors μ_1^0 .

On représente alors le potentiel d'une phase condensée supposée incompressible par :

$$\mu_1 = \mu_1^0 + \frac{1}{\rho_1} (p_1 - p_0) \quad (\text{A.4.1})$$

Avec p_0 la pression de référence, ici, la pression atmosphérique.

Avec les mêmes références, on exprime le potentiel de la vapeur par :

$$\mu_v = \mu_1^0 + r_v T \ln HR. \quad (\text{A.4.2})$$

La chaleur de sorption et la loi de CLAPEYRON :

Pour la vapeur on écrit classiquement la variation de l'enthalpie massique :

$$dh_v = v_v dp_v + T ds_v - \mu_v d\omega_1 \quad (\text{A.4.3})$$

où ω_1 est le rapport entre la masse d'eau liquide et la masse d'eau totale.

Ainsi : $\omega_v = 1 - \omega_1$ d'où $d\omega_v = -d\omega_1$

Pour le liquide, on peut confondre l'énergie interne et l'enthalpie, et on néglige la dilatation volumique.

$$dh_1 = T ds_1 + \mu_1 d\omega_1 \quad (\text{A.4.4})$$

On écrit alors pour les deux phases :

$$\mu = h - Ts \quad (\text{A.4.5})$$

d'où
$$\frac{\mu}{T} = \frac{h}{T} - s$$

et
$$d \frac{\mu}{T} = - \frac{h}{T^2} dT + \frac{1}{T} dh - ds \quad (\text{A.4.6})$$

et en reportant (A.4.3) et (A.4.4)

$$d \frac{\mu_v}{T} = - \frac{h_v}{T^2} dT + \frac{v_v}{T} dp_v - \frac{\mu_v}{T} d\omega_1 \quad (\text{A.4.7})$$

$$d \frac{\mu_l}{T} = - \frac{h_l}{T^2} dT + \frac{\mu_l}{T} d\omega_1 \quad (\text{A.4.8})$$

et en dérivant par rapport à T pour un ω_1 (un taux d'humidité) constant, on trouve :

$$\left(\frac{\delta \left(\frac{\mu_v}{T} \right)}{\delta T} \right)_{\omega_1} = - \frac{h_v}{T^2} + \frac{v_v}{T} \left(\frac{\delta p_v}{\delta T} \right)_{\omega_1} \quad (\text{A.4.9})$$

$$\left(\frac{\delta \left(\frac{\mu_l}{T} \right)}{\delta T} \right)_{\omega_1} = - \frac{h_l}{T^2} \quad (\text{A.4.10})$$

L'hypothèse d'équilibre local entre phases nous permet d'égaliser les seconds membres des deux équations précédentes et d'écrire :

$$- \frac{h_v}{T^2} - \frac{h_l}{T^2} = \frac{v_v}{T} \left(\frac{\delta p_v}{\delta T} \right)_{\omega_1} \quad (\text{A.4.11})$$

L'équation d'état du gaz parfait donne alors immédiatement la loi de CLAPEYRON.

$$h_v - h_l = h^m + L(T) = \frac{r_v T^2}{p_v} \left(\frac{\delta p_v}{\delta T} \right) \omega_1 \quad (\text{A.4.12})$$

L'enthalpie massique de la vapeur d'eau :

En prenant toujours comme référence, l'eau liquide pure à la température T_0 on écrit l'enthalpie de la vapeur à la température T :

$$h_v = C_{p_v} (T - T_0) + L(T_0)$$

L'enthalpie est une fonction d'état. Ainsi, la variation de l'enthalpie entre l'état de référence, et l'état vapeur à la température T ne dépend pas du chemin suivi.

La figure 106 montre deux chemins possibles :

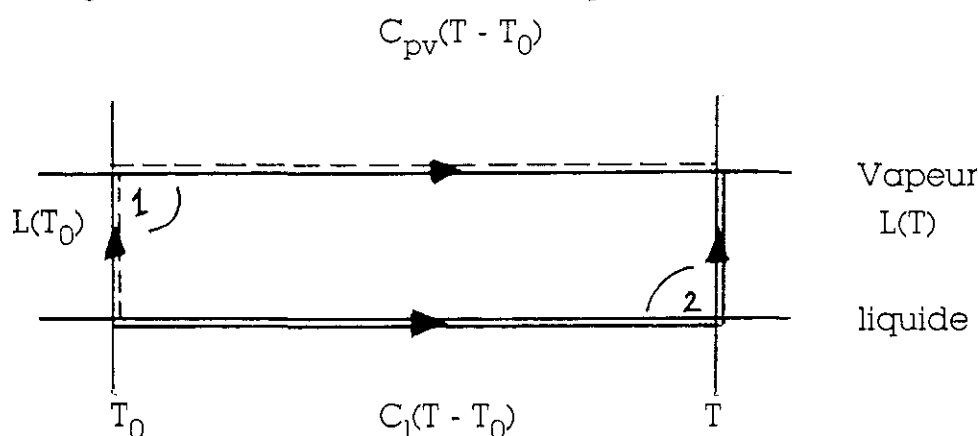


Fig. 106

Dans le chemin **1** (en pointillés), le changement d'état se produit à T_0 et ensuite la vapeur passe de T_0 à T .

Par le chemin **2** (en trait continu), le liquide passe de T_0 à T puis le changement d'état se produit à T .

Les variations d'enthalpie sont les mêmes dans les deux cas, ce qui permet d'écrire finalement la formule (IV-15) :

$$h_v = C_{p_v} (T - T_0) + L(T_0) = C_l (T - T_0) + L(T)$$

BIBLIOGRAPHIE

HUMIDITE ET BATIMENT

- [1] L'humidité dans le bâtiment.
Séminaire du Collège International de la Construction 23 - 25
Novembre 1982.
- [2] Les Condensations superficielles intérieures sur les murs de façades.
EPEBAT PATHOLOGIE Avril 1980.
- [3] D.N.H. HASSALL
Flow of Water vapour through Insulation.
Architectural Science Review. June 1969.
- [4] Y. COUASNET.
Condensations dans le bâtiment.
Presses des Ponts et Chaussées. 1991.
- [5] P.DELCELIER, Th. DUFORESTEL, JP. FLORI, G. FLEURY
CSTB magazine n°26 Juillet/Août 1989.
- [6] G.FLEURY, J. FONTAN.
L'emploi du verre comme élément structurel dans la construction
CSTB Magazine, Mai 91.
- [7] J. BERTHIER, P. DELCELIER
Etude expérimentale des mouvements d'humidité dans une dalle
de toiture.
Cahiers du CSTB - n°133 - Cahier 1136 - Octobre 1972.

EQUILIBRES DE SORPTION ET DE SUCCION

- [8] JF. DAIAN :
La relation potentiel-teneur en eau d'un mortier de ciment normal.
Journée d'Etude du GUT. Mesure de l'humidité dans les matériaux.
25 Avril 84.

- [9] JL. THONY.
L'eau dans les matériaux et la notion de potentiel de liaison.
Journée d'étude du GUT. Mesure de l'humidité dans les matériaux .
25 Avril 84.

- [10] S. BORIES :
Quelques aspects fondamentaux sur les équilibres entre phases.
Ecole d'été "Transferts en milieux poreux".
GUT. Septembre 85.

- [11] D. QUENARD - JP. LAURENT - H. SALLEE.
La mesure de la teneur en eau par les méthodes thermiques.

- [12] D. QUENARD - H. SALLEE.
Développement d'un banc de sorption simplifié.

- [13] TZ. HARMATHY.
Moisture sorption of building materials.
NRC. Div of Build. Res. Techn. Report n° 242. 1967.

- [14] R. L'HERMITE :
Méthodes générales d'essai et de Contrôle en laboratoire
II. Méthodes physiques et physico-chimiques.
Eyrolles Ed. pp 74-84.

- [15] E. PENNER :
Suction and its use as a measure of moisture contents and
potentials in porous materials.
NRC. Div. Build. Res.

- [16] BRUNAUER, DEMING, DEMING, TELLER
J. Am. Chem. Soc., 1940-62, 1723

- [17] LANGMUIR
J. Am. Chem. Soc., 40-1361, 1918

- [18] ZWICKER, DE BOER
Adsorption als Folge von Polarisation
Z. Physik Chem. 83, p 407, 1929

- [19] BIZOT H.
Using the GAB model to construct sorption isotherms
INRA Nantes, FRANCE.

- [20] BARRET, JOYNER, HALLEND A
The determination of pore volume and area distribution in porous
substances. Computation from nitrogen isotherms
J. Am. Chem. Soc., pp 373-380, 1961

- [21] BRUNAUER, SKALNY, BODAUER
Adsorption of non porous solids
J. of Colloid and interface Sc., Vol 30- n°4, 1969

- [22] BRUNAUER, EMMET, TELLER
Adsorption of gases in multilayer layer.
J. of Am. Chem. Soc., VOL 60, pp 309-319, 1938

TRANSFERTS DE VAPEUR

- [23] U. WOLFSEHER - K. GERTIS.
Transport isotherme des gaz dans les matériaux poreux : Point de vue de la cinétique gazeuse.
Traduction UTI de : Dutscher Ausschuss F. Stahlbeton
n°258, 1976, pp. 38-62.

- [24] DA. ROSE :
Water movement in porous materials : Part I : Isothermal vapour transfert. Part II : The separation of the components of water movement.
Brit. J. Appl. Phys. - 1963 - Vol 14.

- [25] K. SPEIDEL :
Diffusion et condensation de vapeur d'eau dans le Bâtiment.
Pyc. Ed. 1983.

- [26] J. BERTHIER :
Condensation dans la masse.
Cours du Centre de Recherche d'Urbanisme - CSTB - 1968.

- [27] J BERTHIER :
Diffusion de vapeur au travers des parois - Condensation.
REEF, Volume II. CSTB 1980.

- [28] GLASER :
Graphisches Verfahren zur Untersuchung von diffusions vorgängen.
Kältetechnik 11, 345-349. 1959.

TRANSFERTS LIQUIDES

- [29] M. BOMBERG :
Usage of the suction concept in calculation of moisture flow through porous materials.
Congrès RILEM. 1974.

- [30] RJ. GUMMERSON - C. HALL - WD. HOFF :
Water mouvement in porous building materials II. Hydraulic suction and sorptivity of brick and other masonry materials.

- [31] BH. VOS - J. VAN MINNEN :
Moisture transport in porous materials.
TNO. Report n° II-11/23 n5 - 1966.

- [32] BH VOS - E. TAMMES :
Moisture and moisture transfer in porous materials.
TNO. Report n° BI-69-96/03.1.001 ; 1969.

THERMODYNAMIQUE APPLIQUEE AUX TRANSFERTS

- [33] D.A PIERCE - D.M. BENNER.
Thermally induced hygroscopic mass transfer in a fibrous medium.
Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 29, n° 11 1986 pp 1683 - 1694.

- [34] JY SAN - WM WOREK - Z. LAVAN.
Entropy generation in combined heat an mass transfer.
Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 30 n° 7 - 1987. pp 1359-1369.

- [35] DAGUENET.
Cours de thermodynamique.
Université de Montpellier.

MODELISATION DES TRANSFERTS

- [36] J.R. PHILIP - D.A. DE VRIES.
Moisture movement in porous materials under temperature gradient.
Trans, Am. Geophysical Union. Vol 38 - n°2 Av. 57.
- [37] D.A. DE VRIES.
Simultaneous transfer of heat and moisture in porous media.
Trans, Am. Geophysical union. Vol 39. n°5 Oct. 58.
- [38] D.A. DE VRIES.
The theory of heat and moisture transfer in porous media revisited.
Transfert simultané de chaleur et de masse dans les milieux poreux. Nancy. 2-5 Juillet 85.
- [39] P. CRAUSSE - G. BACON - S. BORIES.
Etude fondamentale sur les transferts couplés de chaleur et de masse en milieu poreux.
Int. J. Heat Mass transfer. Vol 24. n°6 pp. 991-1004.
- [40] S. BORIES
Transferts de chaleur et de masse dans les matériaux. Analyse critique des différents modèles mathématiques utilisés.
L'humidité dans le bâtiment. Conseil International de la langue française. 1984. pp 13-32.
- [41] R. KOHONEN, J. MAATA
Transient analysis of the thermal and moisture physical behaviour of building constructions.
VTT. ESPOO. 1983.
- [42] M. BOMBERG
Moisture flow through porous building materials.
Lund Univ. Report n°52. 1974.

PARAMETRES THERMIQUES

- [43] S. BORIES, G. BACON, D. MONFERRAN.
Influence de la teneur en eau et de la température sur la conductivité thermique des milieux poreux humides non saturés.
7è Symposium de l'AIRH.
- [44] A. W PRATT.
Heat transfer in porous materials.
BRE. Note n°E1171, Janv. 1962.
- [45] D. QUENARD, JP. LAURENT, H. SALLEE.
Influence de la teneur en eau et de la température sur les paramètres thermiques du plâtre.
Rev. Gen. du Thermique. n°291. Mars 1986. pp. 137-144.
- [46] C. LANGLAIS, PJ. SANBERG.
Moisture effect on heat transfer.
ISO/TC 163/SC 1/WG 9 N7. 1987.
- [47] CH. MOYNE, A. DEGIOVANNI.
Prise de moyenne et conductivité thermique des milieux poreux humides. LEMTA Nancy.
SFT. Journée d'étude sur les transferts thermiques dans les milieux poreux. 17/05/89.
- [48] Ch. MOYNE, A. ALLAY, A. DEGIOVANNI.
Validation de la méthode impulsionnelle pour la mesure des propriétés thermiques des matériaux poreux humides.
Transfert simultané de chaleur et de masse dans les milieux poreux.
Nancy. 2-5 Juillet 1985.
- [49] D. QUENARD, JP. LAURENT, H. SALLEE.
Mesure et caractérisations thermiques des solides par méthodes instationnaires.
SFT. Journée d'étude du 24/02/88.
- [50] J. ANQUEZ.
Mesure instantanée de la conductivité thermique. Application aux matériaux humides.
Cahiers du CSTB. n°63. Août 1963.
- [51] D. QUENARD.
Méthode de la sonde à choc thermique. Modèles théoriques.
CSTB - SM. Rapport n°109. 1983.

- [52] AFNOR.
Détermination de la conductivité thermique.
Norme NF x 10-021. Déc. 72.
- [53] Ch. MOYNE, A. DEGIOVANNI.
Conductivité thermique des matériaux poreux humides =
évaluation théorique et possibilité de mesure.
Int. J Heat Mass Transfer. Vol 30, pp. 2225-2245. 1987.
- [54] Ch. MOYNE, JC. BATSALE, A. DEGIOVANNI.
Approche expérimentale et théorique de la conductivité thermique
des milieux poreux humides. II théorie.
Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 31, n°11, 1988. pp 2319-2330.
- [55] S. AZIZI, Ch. MOYNE, A. DEGIOVANNI.
Approche expérimentale et théorique de la conductivité thermique
des milieux poreux humides. I. Expérimentation.
Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 31, n°11. 1988 pp 2305-2317.

CHALEUR DE SORPTION

- [56] G. SEIDL
Sur l'énergie de liaison de l'humidité dans les matériaux poreux et colloïdaux.
Colloque Internationaux du CNRS. n°160. Ed CNRS. 1967.
pp. 199-212.
- [57] TZ. HARMATHY.
Simultaneous moisture and heat transfer in porous systems with particular reference to drying.
Div. of Build. Res/Nat. Res. Council of Canada. Ottawa.
IPEC fundamentals Vol 8. n°1. 02- 1969.
- [58] JJGM VAN BOKHOVEN.
A method to measure the net heat of adsorption and the adsorption isotherm simultaneously.
Thermochimica Acta. 34, pp. 109-126. 1979.
- [59] F. KRAEHNBUHL, Ch. QUELLET, B. SCHMITTER, H.F. STOECKLI
The relationship between immersion calorimetry and the parameters of the water adsorption isotherm on active carbons.
J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1, Vol 82. pp 3439-3445, 1986.
- [60] Y. GRILLET, F. ROUQUEROL, J. ROUQUEROL.
Comparaison des méthodes calorimétrique et isostérique pour la détermination des chaleurs différentielles d'adsorption d'azote au voisinage de 77 K.
R.G.T. n°171. Mars 1976. pp. 237-241.

PERMEABILITE A LA VAPEUR

- [61] B. KARI, B. PERRIN, JC. FOURES.
Perméabilité à la vapeur de matériaux de construction.
Calcul numérique.
Communication personnelle : 1990.
- [62] P. DELCELIER.
Transferts de vapeur.
Cahiers du CSTB. Liv. 298. n°2322. Av. 1989.
- [63] F.K. LEHNER.
On the validity of Fick's law for transient diffusion through porous medium.
Chem. Eng. Science Vol 34 n°6 pp. 821-825. 1979.
- [64] R.D. JACKSON.
Water vapour diffusion in relatively dry soil : I : Theoretical considerations and sorption experiments :
Soil Sc. Soc. proceedings 1964. pp. 172-176, 1964.
- [65] R.D. JACKSON.
Water vapour diffusion in relatively dry Soil :
* II : Desorption experiment. Soil. Sc. Soc. Proceedings. 1964 pp. 464-466.
* III : Steady state experiments. Soil. Sc. Soc. Proceedings pp. 467-470.
- [66] R.D. JACKSON.
Water vapour diffusion in relatively dry Soil : IV. Temperature and pressure effects on sorption diffusion coefficient.
Soil. Sc. Soc. 1965 pp 144-148. 1965.
- [67] R.C. Mc LEAN, G.H. GALBRAITH, C.H. SANDERS
Moisture transmission testing of building materials and the presentation of vapour permeability values.
Build. Res. and Practice. The journal of CIB - n°2 - 1990.
- [68] C.H. GALBRAITH, RC. Mc LEAN.
Réalistic vapour permeability values.
Building Research & practice, 14,2 Mars, Av. 1986.
- [69] Norme ISO 1663.
Plastiques alvéolaires. Détermination du taux de transmission de la vapeur d'eau des matériaux rigides. 1981.

DETERMINATION DE LA DIFFUSIVITE HYDRIQUE

- [70] B. PERRIN, R. JAVELAS.
Transferts couplés de chaleur et de masse dans des matériaux consolidés utilisés en génie civil.
Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 30, n°2. pp. 297-309. 1987.
- [71] D. QUENARD, H. SALLEE.
Comportement dynamique des matériaux de construction vis-à-vis de l'humidité.
CSTB - SM. Rapp. n°115. 1986.
- [72] DJ. SHAH, JW. RAMSEY, M. WANG.
An experimental determination of the heat and mass transfer. Coefficients in moist unsaturated soils.
Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 27 n°7. pp. 1075-1085. 1984.
- [73] WF. KAMMERER.
The capillary motion of moisture in building materials.
RILEM 1974.
- [74] MK. KUMARAN, M. BOMBERG.
A gamma-spectrometer for determination of density distribution and moisture distribution in building materials.
NRC - Div. Buil. Res. n°1302 - 1985.
- [75] M.K. KUMARAN, GP. MITALAS, R. KOHONEN, T. OJANEN.
Moisture transport coefficient of pine from gamma-ray absorption measurement.
NRC - Div. Buil. Res. n°1660 - 1989.
- [76] G. BACON, P. CRAUSSE, C. ZARCONI.
Détermination des coefficients de diffusion massique aux faibles teneurs en humidité.
Note G. Et 39, IMFT Octobre 1978.
- [77] D. QUENARD, H. SALLEE.
A gamma-ray spectrometer for measurement of the water diffusivity of cementitious materials.
Symp. RILEM.

- [78] J.F. DALAN.
Détermination des coefficients de transfert d'eau dans les parois
d'un bâtiment.
Rapport d'activité ATP thermique du Bât. 1982.
Janvier 1984.
- [79] F. DERRIEN, D. GIRAUD.
Etude des transferts d'humidité dans les matériaux du bâtiment.
CSTB - SM. Rapp. n°113. Av. 1985.

DETERMINATION DE LA PERMEABILITE LIQUIDE

- [80] S. BORIES, P. CRAUSSE, H. NGUYEN TAN.
Thermomigration en milieu poreux. Etude des coefficients de diffusion capillaire.
Note du CR Acad. Sc. Paris. t.285 - Série B
pp. 77-80 - Septembre 1977.

- [81] M.A. PALLIN, J.A. PETTY.
Permeability to water of cell wall material of spence Heart wood.
Wood Sc. technol. n°15. pp. 161-169. 1981.

- [82] G. VACHAUD, M. WAKIL.
Etude expérimentale des phénomènes d'hystérésis dans les écoulements en milieux poreux non saturés. Etude de la conductivité hydraulique.
CR. Acad. Sc. Paris t.271. Série A. pp. 175-178. 1970.

- [83] G.S. CAMPBELL.
A simple method for determining unsaturated conductivity from moisture retention data.
Soil Sciences - Vol 117. n°6. pp. 311-314. 1974.

- [84] E.C. CHILDS, N. COLLIS GEORGE.
The permeability of porous materials.
Proc. Roy. Soc. London. A 201 : 392-405.

RECUEILS DE DONNEES MESUREES

- [85] Prévion et prévention des condensations. Humidité dans le bâti.
ancien.
CEBTP - Rapport Partiel n° 11013 - Février 91.

- [86] J.C. MARECHAL.
Propriétés thermiques et mécaniques des matériaux utilisés comme
isolants.
Institut Français des Combustibles et de l'Energie - Cycle
d'enseignement supérieur sur l'isolation thermique.

- [87] A. TVEIT.
Measurement of moisture sorption and moisture perméability of
porous materials.
Norwegian Building Research Institute. Rapport 45 - 1966.

- [88] International Energy Agency.
Catalogue of material properties.
Report annex XIV - Vol 3. 1991.

- [89] HANSEN. K.K.
Sorption Isotherms - a catalogue.
Building Material Laboratory.
Tech. Univ. of Denmark. Tech. Report 162/86. 1986.

OUVRAGES DE REFERENCE :

THERMODYNAMIQUE

- [90] Y. ROCARD.
Thermodynamique :
Ed. Masson & Cie - 1952.
- [91] I. PRIGOGINE.
Introduction à la thermodynamique des processus irréversibles.
DUNOD Ed. 1968.
- [92] SR DE GROOT.
Thermodynamics of irreversible processes.
North Holland Publishing Company - Amsterdam.
- [93] P. VAN RYSSELBERGHE.
Thermodynamics of irreversible processes.
Hermann Ed. 1963.
- [94] EA GUGGENHEIM.
Thermodynamics and advanced treatment for chemists and
physicists.
North Holland Publishing Company - 1957.
- [95] A. KASTLER.
Thermodynamique - Cours de physique générale - G. BRUHAT
Masson - 1968.
- [96] SR DE GROOT, P. MAZUR.
Non equilibrium thermodynamics.
North Holland Publishing Company - 1962.

PHENOMENES DE TRANSPORT

- [97] BIRD, STEWART, LIGHTFOOT.
Transport Phenomena.
J. Wiley & Sons Ed. 1960.
- [98] F.A. DULLIEN.
Porous Media - Fluid transport & pore structure.
Academic Press. - 1979.

- [99] WELTY, WICKS, WILSON.
Fondamentals of momentum, heat and mass transfer.
Third Edition. J. Wiley & Sons Ed. - 1984.

- [100] J.G. COLLIER.
Convective Boiling and Condensation.
Sec. Edition.

- [101] INCROPERA - DE WITT.
Fondamentals of heat and mass transfer.
School of Mechanical Eng. Purdue Univ.
J. Wiley & Sons Ed. 2nd Ed 1985.

- [102] R.B. KEEY.
Drying - Principles and Practice.
Pergamon. Press. 1975.

- [103] A.V. LUKOV.
Heat and Mass Transfer in Capillary-porous bodies.
Pergamon Press - 1966.

- [104] D. KRISHER.
Technique du séchage.
Traduction CETIAT - Springer Verlag. 2e Ed. 1963.

- [105] J. BEAR, MY. CARAPCIOGLU.
Fondamentals of transport phenomena in porous media.
Dept. of Civil Eng. Techniou Israel Inst. of Tech.
Martinius Nijhoff Pub. NATO ASI Series, 1984.

- [106] SISSOM & PITTE.
Elements of transport phenomena.

TABLES DE DONNEES PHYSIQUES

- [107] Handbook of Chemistry and Physics.
R.C. Weast Editor CRC 52nd Ed. 1972.

THESES

- [108] D. TESSIER
Etude Expérimentale de l'organisation des matériaux argileux.
Univ. Paris VII. Février 84.
- [109] G. VACHAUD.
Contribution à l'étude des problèmes d'écoulement en milieux poreux non saturés.
Univ. Grenoble - Octobre 68.
- [110] M.G. N'GUESSAN.
Analyse des performances thermiques des constructions en climat tropical.
ENPC. Février 90.
- [111] A. ALBERGEL.
Etude expérimentale et numérique des transferts de masse et de chaleur vers une zone gelée dans un sol partiellement saturé.
INPG - Avril 84.
- [112] L. MEROUANI.
Phénomènes de sorption et de transfert d'humidité dans des matériaux du bâtiment. Etude expérimentale comparative d'un mortier de ciment et d'un enduit de façade.
INPG - Novembre 87.
- [113] R. LENORMAND.
Déplacements polyphasiques en milieux poreux sous l'influence des forces capillaires. Etude expérimentale et modélisation de type percolation.
INPT - Juillet 81.
- [114] J. VAN DER KOOL.
Moisture transport in cellular concrete roofs.
VITGEVERIJ WALTMAN - Delft - 1971.
- [115] Ch. MOYNE
Transferts couplés de chaleur - Masse lors du séchage.
Prise en compte du mouvement de la phase gazeuse.
INPL - Septembre 87.

- [116] JC. BENET.
Contribution à l'étude thermodynamique des milieux poreux non saturés avec changement de phase.
Univ. des Sc. et Tech. du Languedoc - Septembre 81.
- [117] G. BASTIAN.
Détermination dynamique des paramètres des transferts couplés de chaleur et d'humidité au sein d'un mortier en régime hygroscopique.
Univ. de Nantes - Juin 89.
- [118] D. DAROLLES
Couplages des transferts de chaleur et de masse à la surface de matériaux poreux, utilisés en génie Civil lors de séchages en écoulements turbulents.
Univ. Paul SABATIER Toulouse - Juin 87.
- [119] M.C. GROUHEL.
Evolution de l'état hygrothermique d'un toit expérimental de tuiles de terre cuite durant son séchage.
Univ. Paris VI - Mars 88.
- [120] J.P. LAURENT.
Contribution à la caractérisation thermique des milieux poreux granulaires.
INPG - Octobre 86.
- [121] J. HAMBURGER
Thermomigration de l'humidité en milieu poreux non saturé.
Univ. de Grenoble - Octobre 73.
- [122] J.F. DAIAN
Processus de Condensation et de transfert d'eau dans un matériau méso et macro poreux.
Etude Expérimentale du mortier de ciment.
INPG - Novembre 86.
- [123] D. QUENARD.
Adsorption et transfert d'humidité dans les matériaux hygroscopiques. - Approche du type percolation et expérimentation.
INPT - Décembre 89.
- [124] B. PERRIN
Etude des transferts couplés de chaleur et de masse dans des matériaux poreux consolidés non saturés utilisés en génie Civil.
UPS - Toulouse III - 1985.

- [125] K. KIESSL
Kapillaren und dampfformiger Feuchtetransport in mehrschichtigen Bauteilen, Dissertation, Univ. Essen - 1983.
- [126] C. RHODE PEDERSEN
Combined Heat and moisture transfer in building constructions.
Tech. Univ. of Denmark. Report n°214 - Sept. 1990.
- [127] S. AZIZI
Conductivité thermique des matériaux poreux humides :
Mesure par méthode flash et interprétation.
INPL, Nancy. 1988.
- [128] P. PERRE
Le séchage convectif de bois résineux : choix, validation et utilisation d'un modèle.
PARIS VII. 1987
- [129] P. CRAUSSE
Etude fondamentale des transferts couplés de chaleur et de masse en milieux poreux non saturés.
Thèse de Doctorat d'état : INPT 1983.

DIVERS :

- [130] CETAMA
Statistique appliquée à l'exploitation des mesures.
Ed. Masson. 1986.

- [131] IMSL Library
Bibliothèque numérique.
Houston. Texas. USA

- [132] WHITAKER S.
Simultaneous heat, mass and momentum transfer in porous media :
A theory of drying.
Advances in heat transfer. Vol 13, pp 119-203, 1977

- [133] NILSSON L.O.
Hygroscopic moisture in concrete - Drying measurements and
related material properties.
Report TVBM 1003 - Lund - Sweden - 1980.